



Développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale

Samuel Duval

► To cite this version:

Samuel Duval. Développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Nantes, 2010. Français. NNT: . tel-00594636

HAL Id: tel-00594636

<https://theses.hal.science/tel-00594636>

Submitted on 20 May 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
MATÉRIAUX, MATIÈRE ET MOLÉCULE DES PAYS DE LA LOIRE

Année : 2011

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique Subatomique et Applications

Présentée et soutenue publiquement par

Samuel Duval

Le 01/12/2010, devant le jury ci-dessous

<i>Président</i>	Mme Elena Aprile, <i>Professeur Université de Nantes, SUBATECH, Nantes</i>
<i>Rapporteurs</i>	M. Amos Breskin, <i>Professeur du Weizmann Institute of Science, DPP, Rehovot</i> M. Christian Finck, <i>Chargé de recherche, IPHC, Strasbourg</i>
<i>Examineurs</i>	M. Gérard Montarou, <i>Directeur de recherche CNRS, LPC, Clermont-Ferrand</i> M. Jean-Pierre Cussonneau, <i>Maître assistant EMN, SUBATECH, Nantes</i> M. Jacques MARTINO, <i>Directeur IN2P3, Paris</i>

Directeur de thèse : M. Jacques MARTINO, *Directeur IN2P3, Paris*

Co-encadrant : M. Jean-Pierre CUSSONNEAU, *Maître assistant, EMN, SUBATECH, Nantes*

N° ED

à mes grands-parents...

Remerciements

Premièrement, je tiens à remercier mon directeur de thèse Jacques Martino de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire SUBATECH. Je remercie l'ensemble des membres de mon jury, les rapporteurs Christian Finck et Amos Breskin d'avoir examiné mon manuscrit de thèse avec attention, Elena Aprile et Gérard Montarou d'avoir participé à ma soutenance et examiné mes travaux. J'aimerais remercier Amos également pour son chaleureux accueil lors de mes venues à l'institut Weizmann en Israël. J'en profite pour remercier Marco Cortesi et Ranny Budnik avec qui j'ai eu le plaisir de manipuler, de visiter une partie du pays et de trinquer bien sûr.

Je n'aurai pu effectuer et mener à bout cette thèse sans messieurs Jean-Pierre Cussonneau et Dominique Thers qui ont encadré ma thèse avec patience malgré les nombreuses questions que je leur ai infligées. Merci pour leurs conseils judicieux concernant la rédaction de mon manuscrit, la rationalité qu'ils ont su m'apporter avant mes présentations orales et puis leur bonne humeur même dans les plus désespérantes des heures de manipes que peut rencontrer un expérimentateur ou bien même de programmation. Enfin, je tiens à les remercier pour la liberté qu'ils m'ont laissée dans les travaux que j'ai effectués. Merci à Jacob pour son soutien durant l'analyse des données et pour son regard extérieur à la manipe parfois le bien venu.

Je remercie également les membres du groupe, Cyril et Jérôme qui m'ont initié à la programmation et en passant ... au bar le Briord. Merci Cyril, premier thésard de XEMIS et qui m'a patiemment expliqué le projet autour du xénon et qui m'a aidé bien des fois avec mes « Segmentation fault ». Je remercie Eric l'électromagicien sans qui nous n'aurions pas grand-chose à analyser, il faut l'avouer. Je remercie les autres membres, les anciens et les nouveaux, Alain, Wan-Ting, Abdul et puis ceux qui sont en rédaction ... allez Tug !

Je remercie le service mécanique qui a contribué à la réalisation du GPM au travers des dessins techniques, de l'usinage, de son montage et du collage des microgrilles. Je remercie Hervé pour ses nombreux dessins, Jean-Sé d'avoir su prendre le relais et enfin Pat alias stycastman pour ses collages de grilles et tours de clef (qui cette dernière a manqué bien des fois de passer

au travers de la pièce je pense ...)

Merci à tous les thésards avec qui j'ai partagé mes pauses (merci au passage de m'avoir décollé de mon écran !) et les repas de 11h30 (pas plus tard surtout !). Merci à Sarah et Mickael mes tout premiers collègues de bureau, et puis Thibault et Yoro mes seconds premiers collègues du « premier étage ». Merci aux autres Olivier, Nicolas, Julie, Lamia, Sandra, Guénolé, Thomas et Raphaëlle. Et puis je voudrais dire un petit mot d'encouragement pour ceux qui sont en plein dans leur thèse ; Eric, Vincent, Van-Minh, Ahmed, Jean-Baptiste, Diego et les autres : « c'est quand on pense que c'est bientôt terminé que ça commence ... »

Merci à tous les permanents, en particulier ceux qui ont su mettre de l'animation dans le couloir du bas et merci le CND. Merci au personnel administratif des missions jusqu'aux achats que j'ai pu faire souffrir avec mes excellentes commandes aux Etats-Unis entre autres.

Je réserve mes derniers remerciements à mes amis de longue date Tomish, Ju, Aurel, Alex, Harold et Abdoul qui ont su me faire décrocher quand il le fallait. Je remercie mes parents de m'avoir toujours permis de faire ce que je voulais et les « zincous ». Enfin, merci ma puce qui a partagé ma thèse et m'a supporté durant ma rédaction.

Table des matières

Remerciements	iv
Introduction	3
1 Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ	5
1.1 Introduction	5
1.1.1 L'imagerie médicale fonctionnelle nucléaire	6
1.2 L'imagerie 3γ , une technique d'imagerie unique	10
1.2.1 Principe de l'imagerie 3γ	11
1.2.2 Un émetteur particulier, le ^{44}Sc	12
1.2.3 Le xénon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle	14
1.2.4 Interaction des γ de 1,157 MeV dans le xénon liquide	20
1.2.5 Etude par simulation de la faisabilité de l'imagerie 3γ	20
1.3 Le prototype de caméra au xénon liquide XEMIS	21
1.3.1 Principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide	22
1.3.2 La cryogénie	29
1.4 Résultats obtenus avec la TPC	32
1.4.1 Matériels et méthodes	33
1.4.2 Résultats	34
1.4.3 Discussions	36
1.5 Conclusions	37
2 De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide	39
2.1 Formation du signal de scintillation	40
2.1.1 Effet du champ électrique appliqué sur le rendement de scintillation	40
2.1.2 Forme des signaux	40
2.2 Propagation de la lumière UV dans le xénon liquide	42
2.2.1 Atténuation par les impuretés	42
2.2.2 Diffusion Rayleigh	43
2.2.3 Indice de réfraction	44
2.2.4 Réflectivité des matériaux	45

2.3	Détection et mesure de la scintillation	45
2.3.1	Principe de la photodétection	46
2.3.2	Couplage optique entre le xénon liquide et le photodétecteur	49
2.3.3	Les photodétecteurs solides : Photodiodes et photodiodes à avalanche	51
2.3.4	Les détecteurs à vide : Tubes photomultiplicateurs	53
2.3.5	Les photodétecteurs hybrides	56
2.3.6	Les photodétecteurs gazeux	57
2.4	Conclusions	68
3	Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface	69
3.1	Introduction	69
3.1.1	ROOT	69
3.1.2	GEANT4	69
3.1.3	Code de propagation des photons optiques	70
3.2	Description schématique du photomultiplicateur gazeux	70
3.3	Génération et propagation des photons γ	71
3.4	Simulation de la propagation de la lumière	72
3.4.1	Génération des photons UV	72
3.4.2	Comportement aux interfaces	73
3.4.3	Atténuation	75
3.4.4	Absorption	75
3.4.5	Diffusion	75
3.5	Réponse du GPM à des dépôts d'énergie ponctuels	76
3.5.1	Géométrie	76
3.5.2	Distribution spatiale des photoélectrons sur le plan de détection	78
3.5.3	Distribution des temps d'arrivée	79
3.5.4	Distribution des angles d'incidence des photons détectés	79
3.5.5	Etude de l'uniformité volumique de la réponse du GPM	83
3.5.6	Conclusions	85
3.6	Trigger local pour XEMIS 2	85
3.6.1	Principe du trigger local	85
3.6.2	Géométrie simulée	88
3.6.3	Topologie des événements de 1,157 MeV	89
3.6.4	Définition du lot d'événements analysé	90
3.6.5	Echantillonnage « parfait » du plan de détection	91
3.6.6	Traitement temporel du signal de scintillation	92
3.6.7	Echantillonnage du plan de détection	93
3.6.8	Conclusions	99
3.7	Taux d'occupation du GPM pour un système TEP/ 3γ	99

3.7.1	Géométrie simulée	100
3.7.2	Définition du lot d'évènements analysé	101
3.7.3	Acceptances du détecteur	102
3.7.4	Taux de déclenchement	102
3.7.5	Taux d'occupation ou pile-up des bons évènements	105
3.7.6	Conclusions	106
3.8	Vieillessement du CsI dans un télescope Compton pour l'imagerie médicale . .	107
3.8.1	Evaluation du temps nécessaire à la réalisation d'une image à 100 coups par voxel	107
3.8.2	Evaluation du nombre d'images réalisables avec une caméra Compton avec une activité de ^{44}Sc de 10^5Bq	107
3.9	Evaluation de la remontée d'ions avec une structure PIM de type 500-670 lpi .	109
3.10	Conclusions	112
4	Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures	113
4.1	Principe	113
4.2	Choix des matériaux	114
4.2.1	Macrostructure	114
4.2.2	Supports et structure interne	115
4.2.3	Fenêtre d'entrée	115
4.3	Une photocathode réfléchive d'iodure de césium	117
4.3.1	Déposition du CsI	118
4.3.2	L'effet photoélectrique dans l'iodure de césium	118
4.3.3	Les phénomènes de vieillissement	120
4.3.4	Effets de la température sur l'EQ du CsI	121
4.4	Amplification des photoélectrons	121
4.4.1	Phénomène d'amplification dans les gaz	121
4.4.2	Effet de la température sur le gain	122
4.4.3	Amplificateurs à microstructures	124
4.5	Le mélange gazeux	135
4.5.1	Des mélanges gazeux incondensables	136
4.5.2	Rôle du quencheur	136
4.5.3	Transport des charges	137
4.5.4	Rétrodiffusion électronique	138
4.6	Lecture du signal	140
4.6.1	Formation du signal	140
4.6.2	Lecture du signal en mode impulsionnel	143
4.6.3	Restitution du signal de scintillation	143
4.7	Conclusions	147

5	Caractérisations expérimentales du GPM	149
5.1	Introduction	149
5.2	Méthodes de mesures expérimentales	149
5.2.1	Mesure du gain en mode impulsionnel	149
5.2.2	Mesure du gain en mode courant	152
5.3	Caractéristiques des microstructures utilisées	154
5.3.1	THGEM	155
5.3.2	MICROMEGAS	155
5.3.3	MICROGRILLES	156
5.4	Prototype 1	156
5.4.1	Introduction	156
5.4.2	Description du prototype	157
5.4.3	Mesures de gains en mode impulsionnel	158
5.4.4	Caractéristiques des impulsions de ^{55}Fe	160
5.4.5	Mesures de gains en mode courant	163
5.4.6	Caractérisation des impulsions avec une source UV pulsée	171
5.4.7	Cryogénie	173
5.4.8	Photon feedback	175
5.4.9	Conclusions et Discussions	177
5.5	Prototype 2	177
5.5.1	Introduction	177
5.5.2	Description du dispositif expérimental	177
5.5.3	Mesures de gains en mode courant	178
5.5.4	Mesures de gains en mode impulsionnel	181
5.5.5	Conclusions et Discussions	182
5.6	Prototype 3	183
5.6.1	Introduction	183
5.6.2	Description du prototype	183
5.6.3	Mesures de gains en mode impulsionnel	187
5.6.4	Caractérisation des impulsions avec une source α de ^{238}Pu	191
5.6.5	Cryogénie	193
5.6.6	Conclusions et Discussions	194
5.7	Discussions et Perspectives	195
	Conclusion & Discussion	202
	Bibliographie	203

Liste des figures

1.1	Schéma de principe de l'imagerie par tomographie d'émission monophotonique. Un collimateur en plomb permet de sélectionner les γ arrivant perpendiculairement au cristal scintillant. La lumière est collectée par des photomultiplicateurs.	7
1.2	Schéma de principe de l'imagerie par tomographie d'émission de positons. Les deux photons γ d'annihilation de 511 keV sont détectés en coïncidence par une couronne de scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs.	8
1.3	Schéma de principe de l'imagerie 3γ réalisée avec un télescope Compton au xénon liquide couplé à un tomographe par émission de positon.	11
1.4	DOTA ou acide 1,4,7,10-tétraazacyclododécane-N,N',N,N'-tétraacétique candidat à la complexation du scandium sous sa forme Sc^{3+} .	14
1.5	Coefficient d'atténuation massique pour des photons d'énergie comprise entre 10^{-3} et 10 MeV interagissant dans le xénon liquide.	21
1.6	Géométrie simulée du télescope au xénon liquide couplé à une caméra μTEP avec le code de simulation Geant4.	22
1.7	Dispositif expérimental de XEMIS. De gauche à droite et de haut en bas : a) le panneau de distribution de gaz et de circulation, b) le doigt froid réfrigérant, c) l'alimentation haute-tension et l'électronique d'acquisition, d) le filtre, e) le cryostat et f) l'automate.	23
1.8	Schéma de principe de l'installation cryogénique.	23
1.9	Vue de coupe du cryostat. La zone active (TPC) est située au cœur du cryostat, dans l'enceinte interne contenant le xénon liquide.	24
1.10	Schéma de principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide.	24
1.11	Dépendance de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique dans le xénon solide (157 K) et liquide (163 K). La courbe S est la courbe théorique Shockley. Pour plus de détails voir l'article de L. S. Miller <i>et al.</i> [55]	25
1.12	Un MICROMEGAS comme grille de Frisch pour une TPC au xénon liquide.	26
1.13	Electronique bas bruit (IDeF-X) de l'anode segmentée 16 voies pour la chambre à projection temporelle.	28
1.14	Photomultiplicateur Hamamatsu R7600-06MOD-ASSY utilisé dans la TPC au xénon liquide.	29

1.15	Diagramme de phase du xénon.	29
1.16	Doigt froid réfrigérant (ou pulse tube refrigerator, PTR)	30
1.17	Montage expérimental. Une source de ^{22}Na collimatée est placée devant le télescope Compton au xénon liquide. L'acquisition est déclenchée en coïncidence avec un cristal de CsI couplé à un photomultiplicateur afin de sélectionner les γ de 511 keV.	33
1.18	Signaux de scintillation et d'ionisation créés par effet photoélectrique par un γ de 511 keV dans le xénon liquide.	34
1.19	Décroissance exponentielle du nombre de γ de 511 keV ayant interagi par effet photoélectrique en fonction de la profondeur d'interaction dans le xénon liquide. Les données sont en bleu, l'ajustement exponentiel en rouge.	35
1.20	Evolution de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide pour un champ électrique de 2 kV/cm.	35
1.21	Spectre en énergie des photons γ ayant interagi par effet photoélectrique. Ce spectre est corrigé de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide. Les données sont en bleu. L'ajustement « somme » en noire est la somme d'une gaussienne (511 keV) en rouge et d'une exponentielle en rose.	36
1.22	Mesures de la transparence d'une grille CERN MICROMEGAS (50 μm) dans le xénon liquide utilisée comme grille de Frisch.	37
2.1	Efficacité de scintillation en fonction de l'énergie du rayonnement γ dans le xénon liquide (triangles pleins). Les points correspondent à cette même efficacité dans le NaI(Tl) [76].	40
2.2	Evolution du taux de scintillation et d'ionisation en fonction du champ électrique pour des électrons de recul de 122 keV et des α de 5,5 MeV [77].	41
2.3	Courbes de décroissance du signal de scintillation du xénon liquide pour différents types de particules ; des électrons, des α et fragments de fission (à gauche). Courbes de décroissance du signal de scintillation du xénon liquide obtenues avec et sans champ électrique (à droite) [78].	41
2.4	Spectre d'absorption des photons UV dans 1 ppm de vapeur d'eau et d'oxygène. Le spectre de scintillation du xénon est superposé [81].	43
2.5	Représentation schématique de l'effet photoélectrique dans les métaux (à gauche) et dans les semi-conducteurs (à droite). W est la fonction de travail, χ est l'affinité électronique et E_g est l'énergie de gap.	48
2.6	Photographie d'une APD large surface (LAAPD) développée par Advanced Photonix Inc. utilisée par V. N. Solovov <i>et al.</i> dans le xénon liquide [105].	53

2.7	Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur (à gauche). Les électrodes sont polarisées à des potentiels croissants ($V_0 < V_1 < V_2$, etc \dots) par un pont diviseur de tension (à droite) afin de multiplier et de collecter les charges primaires.	54
2.8	Schéma du fonctionnement d'une galette à microcanaux. Les photoélectrons ou les photons UV peuvent engendrer par émission secondaire ou par effet photoélectrique la naissance d'une cascade électronique [101].	55
2.9	Echantillon de tubes photomultiplicateurs disponibles pour la photodétection dans le xénon liquide : PMT R8969 circulaire de deux pouces de diamètre développé pour MEG, le PMT R8520 d'un pouce de côté utilisé dans XENON100 et le PMT R8778MOD hexagonal d'XMASS.	56
2.10	Photographie du QUartz Photon Intensifying Detector (QUPID) (à gauche). Les photoélectrons extraits de la photocathode semi-transparente sont focalisés suivant les lignes de champ, modalisées en rouge sur le schéma de droite, vers une photodiode à avalanche (à droite).	57
2.11	Spectre de l'efficacité quantique pour des photocathodes réfléchives dans le vide : iodure de césium (CsI), bromure de césium (CsBr), iodure de sodium (NaI) et iodure de cuivre (CuI) [135].	60
2.12	Photoconversion avec photocathode réfléchive (à droite) et semi-transparente (à gauche). Un électron est libéré par effet photoélectrique dans le semi-conducteur d'épaisseur e . Il traverse une épaisseur L jusqu'à la surface. Il est ensuite extrait de la photocathode et dérive vers l'anode sous l'effet du champ électrique. . . .	60
2.13	De gauche à droite : le MICROMEGAS, le GEM et le THGEM utilisés comme support d'une photocathode réfléchive. L'amplification a lieu dans le microgap pour le MICROMEGAS et dans les trous pour les deux autres.	65
2.14	Mesures de gains avec deux GEM réalisées avec une source de ^{55}Fe et des alphas dans un mélange $\text{He}+10\%\text{H}_2$ à différentes températures [177].	67
3.1	Vue de coupe schématique du photomultiplicateur gazeux dans le xénon liquide. Chaque interaction est équivalente à une source ponctuelle isotrope de photons de scintillation.	71
3.2	Comportement d'une onde à une interface entre deux milieux d'indice n_i et n_t . Les indices i, r et t correspondent respectivement à incident, réfléchi et transmis et les indices n et p aux termes normal et parallèle au plan d'incidence.	73
3.3	Schéma de la diffusion Rayleigh d'un photon incident (1). (2) : direction du photon diffusé. L'axe z est orienté suivant la direction du photon incident. . . .	75
3.4	Schéma de la géométrie simulée. ($a = 12\text{ cm}$, $b = 1\text{ cm}$, $c = 0,5\text{ cm}$, $d = 0,6\text{ et } e = 0,4\text{ cm}$, $r_1 = 10,16\text{ cm}$, $r_2 = 25,4\text{ cm}$)	77

3.5	Distribution spatiale des photoélectrons sur la photocathode réfléchive. (<i>Fenêtre : MgF_2, $R_{PTFE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$</i>)	78
3.6	Projections normalisées des distributions spatiales des photoélectrons pour différents paramètres.	79
3.7	Distribution des temps d'arrivée des photons sur la photocathode.	80
3.8	Distribution de l'angle θ des photons arrivant à la première interface, après la première interface (XeL/ MgF_2) et après la seconde (MgF_2 /Gaz). (<i>Photocathode réfléchive ; Fenêtre : MgF_2</i>)	81
3.9	Vue de coupe schématique de l'effet d'angle critique θ_c sur l'étalement des photons sur la photocathode.	81
3.10	Distribution de l'angle θ des photons arrivant à l'interface (XeL/ MgF_2) et après l'interface. (<i>Photocathode semi-transparente ; Fenêtre : MgF_2</i>)	82
3.11	Distribution de l'angle θ des photons arrivant à la première interface, après la première interface (XeL/ SiO_2) et après la seconde (SiO_2 /Gaz). (<i>Photocathode réfléchive ; Fenêtre : SiO_2</i>)	82
3.12	Nombre de photons détectés en fonction de l'altitude de la source dans la chambre. (<i>Fenêtre : MgF_2, $R_{PTFE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$, $\lambda_{abs} = 100\text{ cm}$</i>)	84
3.13	Nombre de photons détectés en fonction de l'abscisse de la source dans la chambre. (<i>Fenêtre : MgF_2, $R_{PTFE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$, $\lambda_{abs} = 100\text{ cm}$</i>)	84
3.14	Exemple d'une séquence Compton mal reconstruite.	86
3.15	Exemple d'une séquence Compton bien reconstruite.	86
3.16	Schéma de principe du fonctionnement du trigger local effectué avec un GPM de grande surface.	88
3.17	Vue de coupe de la géométrie simulée avec GEANT4.	88
3.18	Distribution du nombre de hits produits par des photons γ de 1,157 MeV.	89
3.19	Fraction de l'énergie déposée par les deux premiers hits des événements à plus de 2 hits.	90
3.20	Distribution de la distance séparant les deux premières interactions d'une séquence Compton.	90
3.21	Distance séparant le barycentre des hits d'une séquence du plus éloigné des deux premiers hits (suivant un plan (x,y) : Trigger 2D et dans l'espace : Trigger 3D), pour les événements ayant produit au moins deux interactions dans le xénon liquide.	91
3.22	Efficacité de déclenchement pour un trigger 2D et 3D idéal, pour le lot d'événements analysés (définis dans le paragraphe 3.6.4).	92
3.23	Signal de scintillation brut : distribution des temps d'émission des photoélectrons d'un événement typique de 1,157 MeV. L'origine des temps est le temps de l'événement (temps de désintégration).	93
3.24	Réponse impulsionnelle à un photoélectron unique. L'amplitude est arbitraire.	93

3.25	Signal convolué : distribution des temps d'émission des photoélectrons convoluée par la réponse impulsionnelle d'un photoélectron unique. L'origine des temps est le temps de l'évènement (temps de désintégration).	94
3.26	Distribution en photoélectrons sur le plan de détection induite par un photon γ multihits d'1,157 MeV. ($N_{pe_{tot}^-} = 173$ photoélectrons)	94
3.27	Distance entre le barycentre de la séquence Compton et le plus éloigné des deux premiers hits pour des pads d'un pouce et pour une segmentation parfaite (à gauche). Efficacité de déclenchement pour une segmentation parfaite du plan de détection et pour des pads d'un pouce (à droite). Pour les deux figures, seuls les évènements avec au moins deux hits sont pris en compte. Le seuil par pad est de 3 photoélectrons et celui sur le plan est de 15 photoélectrons.	95
3.28	Evolution de l'efficacité de déclenchement en fonction du seuil par pad pour trois rayons de coupure R différents (1, 2, 3 cm) pour des pads d'un pouce de côté (à gauche). Evolution de l'efficacité de déclenchement en fonction du seuil par pad pour trois tailles de pads différentes (1/2, 1 et 2 pouces) pour un rayon de coupure R = 3 cm (à droite).	96
3.29	Evolution de l'efficacité de déclenchement en fonction de la taille des pads pour des rayons de coupures différents (1, 2 et 3 cm) pour un seuil fixe de 3 photoélectrons par pad (à gauche). Evolution du nombre moyen de pads touchés en fonction de la profondeur du barycentre de la séquence Compton dans le volume de xénon liquide (à droite).	97
3.30	Distance séparant le barycentre reconstruit de la séquence Compton en mode 2D et 3D du plus éloigné des deux premiers hits (à gauche). Efficacité de déclenchement pour un seuil par pad de 2 photoélectrons pour une taille de pad d'un pouce de côté pour un trigger 2D et 3D en fonction du rayon de coupure R (à droite).	97
3.31	Efficacité de déclenchement 2D englobant les deux, trois ou quatre premiers hits des séquences Compton pour un seuil de 3 photoélectrons par pads d'un pouce de côté pour les évènements à deux hits ou plus.	98
3.32	Vue de coupe de la géométrie simulée du système TEP/ 3γ avec GEANT4. . . .	100
3.33	Probabilité de déclenchement du système TEP/ 3γ (ou du GPM lorsque la TEP a déclenché).	103
3.34	Probabilité de déclenchement du système TEP/ 3γ par un mauvais évènement. La contribution des diffusés, des fortuits et autres accompagne le total des mauvais évènements.	104
3.35	Spectre de scintillation des bons évènements ayant déclenché le système TEP/ 3γ . . .	105
3.36	Taux d'occupation des bons évènements déclencheurs du système TEP/ 3γ	106
3.37	Spectre de scintillation issu de l'interaction des γ du ^{44}Sc dans le xénon liquide. (10^7 désintégrations, sans pile-up)	108

3.38	Représentation schématique d'une grille à mailles carrées, de paramètre de maille (a) et de largeur de barreau (b). Les cercles représentent les sections par lesquelles passent les ions sans boucler sur les barreaux de la grille.	109
3.39	Distribution spatiale de la remontée d'ions sur une surface de 15 cm × 15 cm. .	111
3.40	Remontée d'ions en fonction du rapport de champ E_2/E_1 pour une structure PIM (500-670 lpi).	111
3.41	Moyenne de la remontée d'ions sur l'ensemble du plan en fonction de la position de la grille 670 lpi par rapport à la 500 lpi pour un rapport de champ de 5. Les 25 calculs de remontée d'ions correspondent à 25 positions de la grille 670 lpi par maille de la grille de 500 lpi.	112
4.1	Vue de coupe schématique du photomultiplicateur gazeux doté de deux THGEM plongé dans le xénon liquide.	114
4.2	Vue de coupe schématique de hublot du GPM. A(champ de vue) = 23 mm, B(épaisseur de la fenêtre) = 2 mm, C(épaisseur de la bride) = 13 mm.	116
4.3	Epaisseur minimale d'une fenêtre (MgF_2 ou SiO_2) de 20 pouces de diamètre en fonction du différentiel de pression ΔP (MPa) selon que la fenêtre soit pincée ou non.	117
4.4	Vieillessement d'une photocathode de CsI induit par un flux photons seulement (à gauche, Gain = 1) et un flux de photons et de charges (à droite, Gain = 10^5) en fonction de l'équivalent de dose cumulée. Gaz : CH_4 , P = 1 atmosphère. [141]	120
4.5	Evolution du taux d'ionisation en fonction de la température du mélange gazeux (Ne/CH_4 (95 :5)) pour une pression de 1 atmosphère.	123
4.6	Evolution du taux d'attachement en fonction de la température du mélange gazeux (Ne/CH_4 (95 :5)) pour une pression de 1 atmosphère.	123
4.7	Gain maximal atteignable en fonction de la taille de la couronne entourant les trous des THGEM (épaisseur = 0,4 mm ; entre-axe = 1 mm ; diamètre des trous = 0,3 mm) [161]	124
4.8	Efficacité d'extraction du CsI dans le CH_4 , CF_4 , Ne/CH_4 , Ne/CF_4 et Ar/CH_4 en fonction du champ électrique de dérive [191].	125
4.9	Intensité du champ électrique à la surface d'une électrode d'un THGEM entre deux trous. L'origine correspond au milieu des deux trous [208].	126
4.10	Efficacité d'extraction des charges d'amplification vers l'espace de transfert en fonction du champ électrique de transfert E_{Trans} (à gauche). Schéma du principe de la mesure : a) mesure du courant de référence, b) mesure du courant après extraction (à droite) [171].	127

4.11	Produit de l'efficacité de collection et d'extraction en fonction de la différence de potentiel aux bornes du THGEM dans différents mélanges de néon (Ne/CH ₄ et Ne/CF ₄). Le gain correspondant à une « collection totale » est indiqué pour chacune des courbes [191].	128
4.12	Intensité du champ électrique suivant un axe perpendiculaire à la surface du THGEM et passant par le centre d'un trou. L'épaisseur du THGEM est : $e = 0,4$ mm.	128
4.13	Fraction des ions qui remontent issus de l'avalanche d'un THGEM couplé à une photocathode semi-transparente dans l'Ar/CO ₂ (70 :30) [172].	129
4.14	Fraction des ions qui remontent issus de l'avalanche de deux THGEM en cascade couplés à une photocathode semi-transparente dans l'Ar/CO ₂ (70 :30) [172].	130
4.15	Transparence électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille CERN 50 μm à l'aide d'une source de ⁵⁵ Fe [74].	131
4.16	Représentation schématique des lignes de champ à proximité d'une microgrille. 1) les ions bouclent sur la grille ou 2) les ions remontent via les entonnoirs. En haut à droite, vue de dessus d'une maille de côté (a) avec l'entonnoir représenté au centre [173].	131
4.17	Schéma de principe de la structure PIM (grilles 500 & 670 lpi) superposée à un MICROMEGAS (grille CERN 50 μm).	132
4.18	Transparence électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille 500 lpi à l'aide d'une source de ⁵⁵ Fe [74].	133
4.19	Extraction électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille 500 lpi à l'aide d'une source de ⁵⁵ Fe dans différents mélanges gazeux [74]. Ea1 et Ea2 correspondent respectivement aux champs d'amplification dans le PIM et dans le MICROMEGAS.	133
4.20	Ion backflow en fonction du rapport de champ $E_{\text{amp}}/E_{\text{dérive}}$ [212]. Les abréviations MM_CERN50 μm , MM 125 μm 500LPI et PIM 50-125 μm correspondent respectivement à une grille CERN MICROMEGAS avec des plots de 50 μm , une grille MICROMEGAS 500 lpi avec un espaceur kapton de 125 μm et la superposition d'un PIM (125 μm ; 500-670 lpi) et d'une grille CERN (50 μm).	134
4.21	Vue schématique de l'empilement de trois structures : THGEM, PIM et MICROMEGAS.	135
4.22	Courbes des pressions de vapeur du xénon, du méthane, du néon et du tétrafluorométhane.	136
4.23	Spectre d'absorption UV de différents matériaux dont le CH ₄ et le CF ₄ [136]. .	137
4.24	a) Effet du champ électrique sur la vitesse de dérive des électrons dans des mélanges de néon (Ne/CH ₄ , Ne/CF ₄) entre 0 et 30 kV/cm. La figure de droite b), montre le détail des courbes a) entre 0 et 3 kV/cm.	138

4.25	Effet de la température sur la vitesse de dérive des électrons. ($E_{\text{dérive}} = 500 \text{ V/cm}$)	139
4.26	Evolution de la probabilité d'extraction en fonction du champ électrique réduit pour différents mélanges de néons et pour du Ne, CF_4 et CH_4 purs [215].	140
4.27	Evolution de la probabilité d'extraction en fonction de l'énergie des photons optiques incidents pour différentes valeurs de champ réduit $E/N = 0,1 ; 0,3 ; 0,5 ; 1 ; 3 ; 5 ; 10 ; 20 ; 40 \text{ Td}$ pour un mélange Ar/CH_4 (90 :10) [155].	141
4.28	Représentation schématique du courant induit sur l'anode d'un MICROMEAS.	142
4.29	Signal induit sur l'anode pour un espace d'amplification de $200 \mu\text{m}$ (Ne/CO_2 (90 :10)) lu avec un préamplificateur rapide [74].	142
4.30	Représentation schématique du courant induit sur l'anode d'un THGEM.	143
4.31	Signaux induits sur l'anode d'un détecteur avec 2 GEM superposés, un gap d'induction de 6 mm, pour des champs électriques de 1,5 et 3 kV/cm dans l' Ar/CO_2 (70 :30) à gain constant lus avec un préamplificateur rapide [217].	143
4.32	Circuit RC modélisant le préamplificateur. Le courant $i(t)$ est le courant issu du détecteur.	144
4.33	Impulsions « lente » ($\tau_c \gg \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}) (à gauche) et « rapide » ($\tau_c \ll \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}) (à droite).	145
4.34	Forme théorique d'un signal de scintillation du xénon liquide lu avec MICRO-MEGAS ($50 \mu\text{m}$) ($E = 35 \text{ kV/cm}$; $v_e = 300 \mu\text{m.ns}^{-1}$) (à gauche). Signaux mis en forme par un filtre RC de constante de temps $\tau_c = 9$ et 41 ns (à droite).	146
4.35	Forme théorique d'un signal de scintillation du xénon liquide lu avec un THGEM ($E_{\text{dérive}} = 1 \text{ kV/cm}$; gap = 4 mm ; $v_e = 26 \mu\text{m.ns}^{-1}$). Signaux mis en forme par un filtre RC de constante de temps $\tau_c = 9$ et 41 ns (à droite).	147
5.1	Exemple de spectre de ^{55}Fe mesuré avec deux THGEM dans le Ne/CH_4 (95 :5). Les courbes pointillées correspondent à deux gaussiennes ajustant le bruit de fond et le signal. La courbe en trait continu en est la somme.	152
5.2	Schéma de principe de la mesure du gain du GPM (double THGEM) avec une source de ^{55}Fe	152
5.3	Schémas de la mesure du gain en mode courant avec un GPM doté de deux THGEM : mesure du photocourant I_0 (à gauche) et mesure du courant amplifié I_{anode} (à droite).	153
5.4	Photographie de l'évaporateur par effet Joules d'iodure de césium (à gauche) et zoom sur le support du THGEM (en bas à droite). Schéma de principe de l'évaporateur (en haut à droite).	154
5.5	Photographie d'un THGEM : diamètre de l'électrode = 32 mm (à gauche) et d'une grille 670 lpi collée sur un cadre FR4 cuivré : diamètre du cadre = 8 cm (à droite).	155
5.6	Caractéristiques des THGEM	155

5.7	Caractéristiques des MICROMEGAS	155
5.8	Caractéristiques des Migrogrilles 500 et 670 lpi	156
5.9	Caractéristiques des espaceurs	156
5.10	Image de la bride supérieure, support du hublot de MgF_2 et couvercle du détecteur.	157
5.11	Image de la bride support de la structure interne du détecteur : fourreau de PEEK [®] , anode et THGEM.	157
5.12	Vue de coupe du GPM doté de deux THGEM. Exemple de traversée haute tension.	158
5.13	Vue de coupe du détecteur. Le flux du mélange gazeux est matérialisé par les flèches vertes.	158
5.14	Représentation schématique du GPM : double THGEM (à gauche), THGEM/MICROMEGAS (à droite) pour les mesures en mode impulsif.	159
5.15	Mesures de gains du montage double THGEM effectuées avec une source de ^{55}Fe dans un mélange Ne/ CH_4 (90 :10) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM (ΔV_{THGEM}).	160
5.16	Mesures de gains du montage THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/ CH_4 (90 :10) en fonction de la différence de potentiel appliquée au bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}).	161
5.17	Schéma électronique du préamplificateur de courant rapide utilisé pour la lecture du signal d'anode du double THGEM.	161
5.18	Capture d'écran d'oscilloscope de la forme des impulsions de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/ CH_4 (95 :5) pour différentes polarisations d'électrodes pour le montage double THGEM. A gauche : $\Delta V_{THGEM} = 780$ V, $E_{dérive} = E_{trans} = 0,5$ kV/cm et $\Delta V_{ind} = 2$ kV/cm. A droite : $\Delta V_{THGEM} = 670$ V, $E_{dérive} = E_{trans} = E_{ind} = 0,5$ kV/cm.	162
5.19	Capture d'écran d'oscilloscope de la forme des impulsions de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/ CH_4 (95 :5) pour le montage THGEM/MICROMEGAS (filtrées à 20 MHz). $\Delta V_{THGEM} = 790$ V, $E_{dérive} = E_{trans} = 0,5$ kV/cm et $E_{ind} = 40$ kV/cm.	162
5.20	Représentation schématique du GPM : double THGEM (à gauche), THGEM/MICROMEGAS (à droite) pour les mesures en mode courant. Afin de mesurer le gain du MICROMEGAS, le gain du THGEM a été fixée à 1.	163
5.21	Représentation schématique de la mesure du gain en mode courant d'un simple THGEM.	164
5.22	Mesures de gains en mode courant du THGEM effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/ CH_4 et Ne/ CF_4 pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}).	165

5.23	Mesures de gains en mode courant du MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH ₄ et Ne/CF ₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$).	165
5.24	Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CH ₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour différents potentiels appliqués entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$). $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.	167
5.25	Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF ₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour différents potentiels appliqués entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$). $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.	167
5.26	Courbes d'évolution du taux d'attachement électronique (α_{att}) et du taux d'ionisation (α_{ion}) en fonction du champ électrique pour les mélanges de Ne/CF ₄ et Ne/CH ₄ (95 :5) calculées avec MAGBOLTZ (T = 293 K, P = 1 bar).	168
5.27	Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH ₄ et Ne/CF ₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour une différence de potentiel appliquée entre la grille CERN et l'anode de 200 V. $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.	168
5.28	Mesures de gains en mode courant du double THGEM effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH ₄ et Ne/CF ₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm.	169
5.29	Mesures de gains en mode courant du double THGEM (DTG) et du THGEM/MICROMEGAS (TMM) effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF ₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm pour le DTG et $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm pour le TMM. La différence de potentiel entre la grille CERN et l'anode est $\Delta V_{MICROMEGAS}$	170
5.30	Mesures de gains en mode courant du double THGEM (DTG) et du THGEM/MICROMEGAS (TMM) effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF ₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm pour le DTG et $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm pour le TMM. La différence de potentiel entre la grille CERN et l'anode est $\Delta V_{MICROMEGAS}$	170

5.31	Capture d'écran d'impulsions acquises avec les montages THGEM/MICROMEGAS (à gauche) et double THGEM (à droite) dans un mélange de Ne/CF ₄ (95 :5). Le nombre de photoélectrons primaires est de ~ 25 . Double THGEM : $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm et $\Delta V_{THGEM} = 600$ V ; Gain = $1,1 \cdot 10^6$. THGEM/MICROMEGAS : $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm, $\Delta V_{MICROMEGAS} = 290$ V et $\Delta V_{THGEM} = 800$ V ; Gain = $3,5 \cdot 10^6$	172
5.32	Photographie du GPM monté sur une bride réhaussée (DN 250 CF) avant assemblage sur le cryostat de XEMIS1. Un PMT (R7600-06MOD-ASSY) est placé en regard.	174
5.33	Représentation schématique du dispositif cryogénique expérimental.	174
5.34	Photographie des sources de ⁵⁵ Fe collées autour du hublot de MgF ₂	175
5.35	Signaux GPM et PMT en coïncidence lors d'un évènement de ⁵⁵ Fe. Les signaux de scintillation du PMT correspondent aux avalanches créées dans les trous du THGEM et dans le MICROMEGAS. Le signal du GPM acquis avec une électronique rapide correspond à une impulsion de ⁵⁵ Fe.	176
5.36	Photographies du dispositif expérimental : (a) en dehors du dewar (b) la chambre est immergée.	178
5.37	Représentation schématique du Prototype 2.	179
5.38	Représentation schématique des deux montages double THGEM testés (S ₁ et S ₂).	180
5.39	Mesures de gains en mode courant des deux montages (S ₁ , S ₂) double THGEM pour différentes températures du mélange gazeux Ne/CH ₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM (ΔV_{THGEM}).	180
5.40	Représentation schématique de la mesure du gain avec une source de ⁵⁵ Fe avec un montage double THGEM dans un mélange de Ne/CH ₄ (95 :5).	181
5.41	Représentation schématique de l'étalonnage de la chaîne électronique.	181
5.42	Spectre de ⁵⁵ Fe acquis avec le montage S ₂ double THGEM dans un mélange Ne/CH ₄ (95 :5) à 176 K ($\Delta V_{THGEM} = 700$ V, $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm, $E_{Dérive} = 0,15$ kV/cm.)	182
5.43	Vue de l'enveloppe du GPM. Partie exposée au vide (à gauche). Partie exposée au xénon liquide (à droite).	184
5.44	Vue éclatée de l'assemblage du montage avec deux THGEM.	184
5.45	Photographie de la structure interne du GPM double THGEM montée sur la bride DN 250 CF.	185
5.46	Photographie (à gauche) et vue éclatée (à droite) de la structure interne solidaire à la bride DN 160 CF : support de la cathode et du hublot de MgF ₂	185
5.47	Représentation (à gauche) et photographie (à droite) de la structure interne du détecteur comportant un THGEM, un étage PIM et un MICROMEGAS.	186
5.48	Vue de coupe schématique du détecteur THGEM/PIM/MICROMEGAS.	186

5.49	Photographies du montage du GPM : a) montage du PMT face au GPM, b) vue globale du GPM assemblé sur bride DN 250 CF, c) GPM assemblé sur le cryostat.	187
5.50	Mesures de gains effectuées avec le montage double THGEM à l'aide d'une source de ^{55}Fe à température ambiante et à basse température ($172,9 \pm 0,5$ K) pour deux mélanges gazeux à base de néon (Ne/CH_4 , Ne/CF_4 et $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$) pour différentes proportions de gaz quenchneur.	189
5.51	Mesures de gains effectuées avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS à l'aide d'une source de ^{55}Fe à température ambiante dans un mélange de Ne/CH_4 pour 5 et 10 % de méthane.	190
5.52	Spectres de ^{55}Fe acquis avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS à l'aide d'une source de ^{55}Fe à température ambiante dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10) sans photocathode (à gauche) et avec (à droite).	191
5.53	Signaux de scintillation du xénon liquide induits par des α de 5,5 MeV de ^{238}Pu acquis avec le GPM double THGEM et un préamplificateur de type transimpédance et le PMT (Hamamatsu R7600 06MOD-ASSY) dans un mélange de He/CH_4 (92,5 :7,5) à une température de 172,9 K.	192
5.54	Impulsion de ^{55}Fe acquise avec le GPM double THGEM dans un mélange de He/CH_4 (92,5 :7,5) sous une pression de 1100 mbar à $172,9 \pm 0,5$ K.	193
5.55	Signaux de scintillation du xénon liquide induits par des particules α de 5,5 MeV acquis avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10) (à gauche) et de Ne/CF_4 (90 :10) (à droite) en coïncidence avec le PMT.	194
5.56	Photographie du hublot cryogénique de quartz. Champ de vue : 6 pouces. . . .	197

Liste des tableaux

1.1	Propriétés de quelques cristaux scintillants utilisés en imagerie médicale et du xénon liquide [6]	9
1.2	Caractéristiques physiques du xénon liquide	16
1.3	τ_t et τ_s sont les temps de décroissance lent et rapide donnés pour des électrons d'1 MeV et pour des particules alpha. τ_r est le temps de recombinaison pour des électrons d'1 MeV. I_s/I_t est le rapport d'intensité de la composante rapide sur la composante lente [6].	20
1.4	Principales caractéristiques de l'électronique intégrée bas bruit IDeF-X V1.0 . .	28
2.1	Principales propriétés optiques du xénon liquide. (*Dépendante du niveau de pureté)	45
2.2	Propriétés des principaux matériaux utilisés en optique du VUV.	50
3.1	Propriétés optiques des milieux utilisés dans la simulation.	77
3.2	Effet de la diffusion Rayleigh et de la réflexion du PTFE sur l'efficacité de déclenchement (Eff).	95
3.3	Caractéristiques des grilles du PIM simulé.	110
5.1	Caractéristiques des gaz mesurées expérimentalement [74].	150

Liste des abréviations

Al ₂ O ₃	Saphir
BaF ₂	Fluorure de barium
BGO	Germanate de bismuth
CaF ₂	Fluorure de calcium
CF ₄	Tétrafluorométhane
CH ₄	Methane
CsI	Iodure de césium
CsSb	Antimoniure de césium
CsTe	Tellure de césium
DOTA	acide 1,4,7,10-tétraazacyclododécane-N,N',N,N'-tétraacétique
DTPP	acide éthylène diamine tetra acétique
EDTA	acide éthylène diamine tetra acétique
EF	Ethylène ferrocène
EQ	Efficacité quantique
FDG	Fluorodésoxyglucose
FWHM	Full Width at Half Maximum
GaAs	Arséniure de gallium
GCP	Glass Capillary Plate
GEM	Gaseous Electron Multiplier
GSO	Oxyorthosilicate de gadolinium
HPD	Hybrid PhotoDetectors
HPMT	Hybrid PhotoMultiplier Tube
IBF	Ion BackFlow
IRM	Imagerie par résonance magnétique
LiF	Fluorure de lithium
lpi	Line per inch
LOR	Ligne Of Response
LSO	Oxyorthosilicate de lutetium
MCP	MultiChannel Plate
MgF ₂	Fluorure de magnésium

MHSP	Micro-Hole Strip Plate
MICROMEGAS	MICRO Mesh Gaseous Structure
MPGD	Micro-Pattern Gaseous Detectors
MWPC	MultiWire Proportional Chamber
NaI(Tl)	Iodure de sodium dopé au thallium
NOTA	acide N,N',N''-triazacyclononanetriacétique
PID	Proportional Integral Derivative
PIM	Parallel Ionization Multiplier
PMT	PhotoMultiplier Tube
ppb	Part per billion
PTFE	PolyTétraFluoroEthylène
PTR	Pulse Tube Refrigerator
SiO ₂	Quartz
TDM	Tomodensitométrie par rayons X
TEA	Triéthylamine
TEP	Tomographie d'émission de positons
TEMP	Tomographie d'émission monophotonique
TETA	acide 1,4,8,11-tétraazacyclotétradécane-1,4,8,11-tétraacétique
THGEM	THick Gaseous Electron Multiplier
TMAE	Tétrakis(diméthylamino)éthylène
TOF-PET	Time Of Flight - Positron Emission Tomography
TPC	Time Projection Chamber
VUV	Vacuum UltraViolet
XEMIS	XEnon Medical Imaging System

Introduction

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit se sont déroulés au laboratoire de physique SUBAtomique et des TECHnologies associées, unité mixte de recherche 6457 de Nantes, dans le cadre du développement d'un télescope Compton au xénon liquide dédié à une nouvelle technique d'imagerie nucléaire, l'imagerie 3γ , sous la direction de M. Jacques Martino, Directeur de l'Institut national de Physique nucléaire et de physique des particules, et sous l'encadrement scientifique de M. Jean-Pierre Cussonneau, dans l'équipe de recherche de M. Dominique Thers. Une partie des expériences a fait l'objet d'une collaboration avec l'équipe de M. Amos Breskin, Professeur du Department of Particle Physics du Weizmann Institute of Science, situé à Rehovot en Israël. Ces travaux se sont centrés sur le développement d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique doté d'une photocathode solide d'iodure de césium dédié à la détection de la lumière de scintillation d'un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale 3γ .

Les photodétecteurs gazeux sont apparus dans les années 1970 et ont permis très rapidement d'imaginer la réalisation de grands volumes de détection à des coûts raisonnables et d'obtenir de bonnes résolutions spatiales et temporelles respectivement de l'ordre de quelques nanosecondes et de quelques dizaines de microns pour les plus performants aujourd'hui. Des photocathodes gazeuses puis solides ont permis de les coupler avec des scintillateurs. Parallèlement, les détecteurs aux gaz nobles liquides (xénon, argon) se sont développés dont leur intérêt, en plus de leur capacité à fournir simultanément un signal de scintillation et d'ionisation, est de permettre la réalisation de grands volumes de détection monolithiques. Jusqu'à présent, les seuls photodétecteurs qui ont été mis au point pour la détection de la lumière de scintillation des gaz nobles sont les tubes photomultiplicateurs à vide et récemment les photodiodes à avalanche. Dans cette thèse, nous proposons une alternative à l'utilisation de ces photodétecteurs en les remplaçant par un photomultiplicateur gazeux cryogénique de grande surface afin de maximiser la surface de détection sans zone morte et d'assurer une segmentation virtuelle du volume de xénon liquide dans le but de réaliser un déclenchement localisé de l'acquisition du signal d'ionisation du télescope Compton.

Après avoir présenté l'imagerie 3γ nous aborderons la problématique de la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide. L'exposé de travaux de simulation nous per-

mettra de présenter l'apport d'un photomultiplicateur gazeux pour l'imagerie 3γ . Un exposé bibliographique instrumental introduira les choix et la démarche expérimentale que nous avons adoptés pour la réalisation d'un prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique. Enfin, les caractérisations expérimentales accompagnant son développement seront présentées.

Dans un premier chapitre nous présenterons brièvement l'état de l'art de l'imagerie médicale et plus précisément de l'imagerie médicale nucléaire afin d'introduire le concept d'imagerie 3γ . Cette technique d'imagerie repose sur l'utilisation d'un télescope Compton au xénon liquide couplé à une caméra TEP (Tomographie d'Emission de Positons) pour reconstruire point par point la localisation des désintégrations d'un radioisotope émetteur (β^+ , γ), le scandium 44. Ce radioisotope a la particularité d'émettre un photon γ d'1,157 MeV quasi-simultanément à l'émission du positon. Les deux gamma d'annihilation sont reconstruits par la TEP selon une droite ou ligne de réponse. La position de la désintégration le long de cette droite est déterminée par la reconstruction de la direction d'arrivée du troisième photon γ de plus haute énergie. Les photons γ interagissent dans le xénon liquide en produisant simultanément un signal d'ionisation détecté à l'aide d'un MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure) utilisé comme grille de Frisch et d'un signal de scintillation détecté à l'aide d'un tube photomultiplicateur. Ces deux signaux permettent de reconstruire un cône définissant la direction d'arrivée du troisième photon. Depuis la proposition de ce concept en 2003, un prototype de télescope Compton au xénon liquide accompagne le développement d'un démonstrateur pour l'imagerie du petit animal dénommé XEMIS (XENon Medical Imaging System). Nous présenterons les avancées instrumentales et les résultats associés.

Le second chapitre de cette thèse développera les caractéristiques liées à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide. L'interaction de particules ionisantes dans le xénon liquide provoque l'émission de photons dans le domaine ultraviolet. Nous détaillerons les phénomènes de production, de propagation de ces photons en fonction des matériaux utilisés dans les détecteurs. Nous reprendrons ensuite d'une manière plus globale le principe de la photodétection et les types de détecteurs que nous avons regroupés en trois catégories qui tendent à fusionner et qui sont les détecteurs solides, à vide et gazeux. Nous noterons l'importance des photocathodes de iodure de césium pour ce qui concerne la dernière classe de détecteurs dans le domaine ultraviolet. Nous aborderons également brièvement les différents types de structures amplificatrices qui accompagnent les détecteurs gazeux. Ces derniers sont encore très jeunes et peu utilisés, surtout dans le domaine cryogénique, mais présentent l'avantage de pouvoir couvrir de grandes surfaces de détection sans zone morte et de fournir une réponse homogène aux interactions ayant eu lieu dans le volume du scintillateur liquide.

Le troisième chapitre présentera les caractéristiques d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique couvrant une large surface à travers une série de simulations réalisées avec deux codes

de simulations Monte Carlo complémentaires : GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) pour la gestion des interactions entre les photons γ et les matériaux du détecteur, et un code développé durant cette thèse pour la gestion de la propagation des photons UV. Dans un premier temps les outils et les méthodes de simulation seront exposées. Après avoir présenté la géométrie du photodétecteur simulé, nous étudierons l'homogénéité de sa réponse. Nous proposerons un concept de déclenchement original pour l'imagerie 3γ que nous nommerons « Trigger Local » afin de réduire le taux d'occupation du télescope Compton. Enfin, nous traiterons le vieillissement des photocathodes de CsI induit par le phénomène de remonté ionique dans le cadre de l'imagerie 3γ et nous proposerons l'introduction de microgrilles afin d'y remédier.

Le quatrième et avant dernier chapitre aura pour vocation de regrouper les points essentiels qui composent un photomultiplicateur cryogénique séparé de son scintillateur par une fenêtre. Nous présenterons donc les matériaux utilisés pour la structure externe du détecteur et notamment la fenêtre d'entrée. Nous reprendrons également le fonctionnement des photocathodes d'iodure de césium et les paramètres qui régissent la photoextraction. Nous discuterons également de l'intérêt des microstructures amplificatrices que sont le THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier), le MICROMEGAS et le PIM (Parallel Ionization Multiplier). Nous discuterons également de l'importance de la nature du mélange gazeux utilisé et de l'effet de la température et de la pression sur l'efficacité du photodétecteur. Enfin, nous expliquerons la formation du signal et la lecture du signal suivant le type de microstructure utilisé.

Le dernier chapitre présentera les caractérisations expérimentales réalisées à l'aide de trois prototypes ou montages expérimentaux. Nous présenterons les méthodes de mesures expérimentales communes aux différentes campagnes de mesures ainsi que les caractéristiques des microstructures utilisées. L'ensemble des mesures seront regroupées par « Prototype », de manière chronologique, afin de présenter également la démarche et les choix ayant accompagné le développement du prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique. Ce développement, non terminé, a abouti néanmoins pour la première fois à la visualisation de signaux de scintillation dans le xénon liquide à l'aide d'un photodétecteur gazeux à microstructures.

Chapitre 1

Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

1.1 Introduction

Une nouvelle technique d'imagerie appelée imagerie 3γ a été proposée par l'équipe de Dominique Thers et Jean-Pierre Cussonneau au Laboratoire SUBATECH. Elle repose sur la reconstruction en 3D d'un émetteur radioactif particulier : le ^{44}Sc , émetteur (β^+, γ). Celui-ci a été identifié au laboratoire comme excellent candidat pour cette imagerie nécessitant un radiotraceur émettant en coïncidence temporelle un positon et un photon γ . Les deux gammas issus de l'annihilation du positon avec la matière sont détectés en coïncidence, comme en tomographie d'émission de positons (TEP). La direction du troisième photon γ est reconstruite à l'aide d'un télescope Compton au xénon liquide [1]. En croisant les deux informations il est alors possible de reconstruire la position du point d'émission désintégration par désintégration, ce qui n'est pas encore possible avec les techniques d'imagerie actuelles.

Basé sur ce concept, un prototype de télescope Compton au xénon liquide a vu le jour au laboratoire Subatech : XEMIS (XENon Medical Imaging System). Il contribue au programme de recherche et de développement qui vise la mise au point d'un télescope de plus grande taille (XEMIS2), un démonstrateur pour une imagerie sur le petit animal. Celui-ci permettra d'étudier la faisabilité de l'imagerie 3γ pour l'homme. En parallèle s'effectuent des tests et développements autour de la chimie du scandium, radioélément innovant, qui pourra être délivré par le cyclotron ARRONAX (Accélérateur pour la Recherche en Radiochimie et Oncologie à Nantes Atlantique) à Nantes.

Afin d'introduire le contexte général de l'étude, la première partie de ce chapitre sera un résumé des méthodes d'imageries fonctionnelles nucléaires. Le lecteur pourra se référer à un exposé plus exhaustif issu des cours de l'Ecole Joliot-Curie 2004 [2]. Une seconde partie se centrera sur le principe de l'imagerie 3γ et les caractéristiques du xénon liquide et du ^{44}Sc qui tous deux sont des éléments nécessaires à sa réalisation. Enfin, le prototype de télescope Compton

au xénon liquide et les résultats obtenus avec celui-ci seront exposés.

1.1.1 L'imagerie médicale fonctionnelle nucléaire

L'imagerie médicale se décline classiquement en deux grandes catégories :

- l'imagerie anatomique,
- l'imagerie fonctionnelle.

La première a pour vocation de rendre un cliché des différentes structures composant le corps humain, des différents tissus. Elle comprend des techniques d'imagerie telles que l'échographie, la radiographie conventionnelle ou la tomodensitométrie (TDM), l'imagerie par résonnance magnétique (IRM). Ces méthodes permettent d'extraire des informations sur des grandeurs physiques comme le changement de densité des tissus pour l'imagerie par rayons X, la densité de protons dans le cadre de l'IRM ou le changement d'impédance dans le cas des ultrasons. L'image est alors une cartographie des tissus.

En ce qui concerne l'imagerie fonctionnelle, elle tente de rendre compte du métabolisme de certains tissus et va donc viser à étudier des processus physiologiques de certains organes. L'image résulte non plus de la structure des tissus mais de leur mode de fonctionnement ou de leur interaction avec un agent de contraste au niveau cellulaire. Les techniques comme l'IRM fonctionnelle permettent de remonter au degré d'activité de certains tissus comme le cerveau, l'échographie doppler met en évidence les vitesses d'écoulement du sang dans les vaisseaux. D'autres méthodes d'imagerie fonctionnelle requièrent l'injection d'un agent extérieur qui a pour but d'ajouter un contraste à l'image. Dans le cadre de la TDM, il existe des agents de contraste, qui en renforçant l'atténuation des rayons X, mettent en évidence des défauts de circulation par exemple dans le cas d'une coronarographie. Des agents marqués par un radioisotope sont utilisés en imagerie médicale fonctionnelle nucléaire principalement en cardiologie ou en oncologie. L'image va alors représenter la biodistribution de l'agent marqué au sein de l'organisme comme en TEP ou en tomographie d'émission monophotonique (TEMP). Enfin, une branche de l'imagerie fonctionnelle, qui n'est apparue que récemment au milieu des années 90, est l'imagerie moléculaire. Elle concerne principalement l'imagerie du petit animal, plus adaptée aux modèles expérimentaux que requière l'étude de gènes ou de protéines spécifiques. Evidemment, cette présentation visant à découper l'imagerie médicale en grands domaines n'est que pratique et ceux-ci sont complémentaires en usage clinique. Un exemple probant est celui du développement de machines bi-modales telles que les TEP-Scan qui allient la sensibilité de la TEP et à la résolution spatiale de la TDM.

Les techniques d'imagerie médicales nucléaires fonctionnelles que sont la TEP et la TEMP requièrent l'injection d'un radiotraceur spécifique qui se distribue dans l'organisme. Sauf dans le cas de l'iode (^{123}I par exemple), le radiotraceur est constitué d'une molécule vecteur spécifique marquée par un radioisotope qui lui est associé chimiquement. Le choix de ce traceur est contraint par le phénomène physiologique à étudier et le choix du radioélément est lié à son

mode de désintégration, qui va conditionner son mode de détection. Le rayonnement devra à la fois interagir le moins possible avec le corps du patient (principalement constitué d'eau) et être le plus aisément détectable à sa périphérie. Les radioisotopes émetteurs γ sont utilisés dans le cadre de l'imagerie TEMP, d'autres, émetteurs de positon, sont utilisés pour l'imagerie TEP et vont être localisés indirectement via les rayons γ de 511 keV issus de l'annihilation du positon avec la matière. Les contraintes physiques et chimiques liées au choix des radioisotopes seront abordées dans la partie 1.2.2 concernant l'utilisation du ^{44}Sc en imagerie 3γ .

L'imagerie d'émission monophotonique

La TEMP (ou scintigraphie) a pour but de reconstruire la distribution en 3D d'un radioisotope émetteur γ dont l'énergie est comprise entre 80 et 350 keV comme le ^{99m}Tc ($E_\gamma = 140$ keV). Un avantage certain de la TEMP est de pouvoir utiliser un nombre important de radioisotopes. Depuis la première image obtenue avec un compteur Geiger-Müller en 1948 avec de l'iode 131, des progrès extraordinaires ont été réalisés notamment dans le but d'augmenter la sensibilité des détecteurs. La gamma caméra actuelle (figure 1.1) est constituée d'un collimateur en plomb pour sélectionner les photons arrivant avec un faible angle d'incidence, d'un monocristal scintillant (communément l'iodure de sodium dopé au thallium, NaI(Tl)) pour convertir l'énergie des rayons γ en photons lumineux, couplé à des tubes photomultiplicateurs dotés d'une électronique d'acquisition et de positionnement. Chaque image sera donc une projection de la

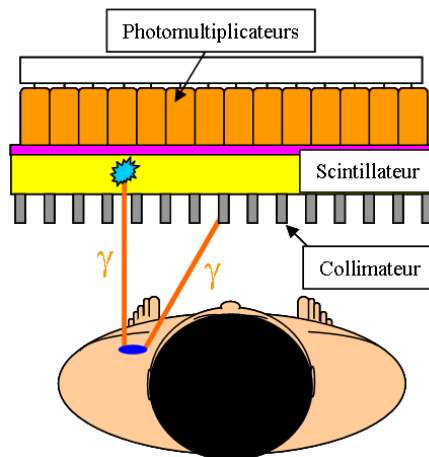


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'imagerie par tomographie d'émission monophotonique. Un collimateur en plomb permet de sélectionner les γ arrivant perpendiculairement au cristal scintillant. La lumière est collectée par des photomultiplicateurs.

distribution du radioélément sur un plan. Il sera alors nécessaire, pour reconstruire une image tridimensionnelle, d'utiliser des techniques de reconstruction tomographiques basées sur la résolution analytique de Radon [3], par la transformée qui porte son nom. La résolution spatiale intrinsèque des caméras actuelles est de l'ordre de 3 à 4 mm en largeur à mi-hauteur (FWHM,

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

Full Width at Half Maximum), la résolution en énergie est comprise entre 9 et 11 % (FWHM) pour des γ de 140 keV avec un taux de comptage de l'ordre de 10^5 cps.

L'imagerie par émission de positons

La TEP est une technique d'imagerie ayant pour but de reconstruire la distribution en 3D d'un radioisotope émetteur β^+ . La figure 1.2 est un schéma de principe de cette technique d'imagerie. Le positon va parcourir une certaine distance dans les tissus suivant son énergie

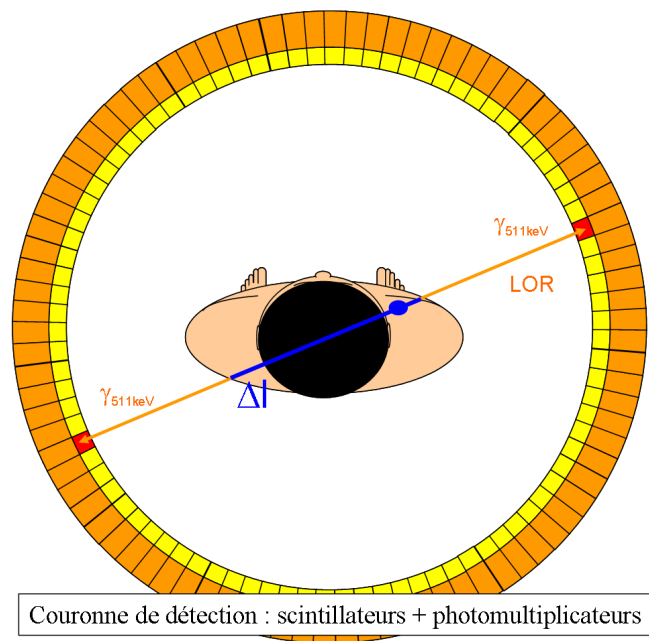


FIG. 1.2 – Schéma de principe de l'imagerie par tomographie d'émission de positons. Les deux photons γ d'annihilation de 511 keV sont détectés en coïncidence par une couronne de scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs.

avant de s'annihiler avec un électron des tissus et former l'émission de deux rayons γ à 180 degrés l'un de l'autre. Par exemple, le positon du ^{18}F , d'énergie E_{max} de 633 keV et E_{moy} de 250 keV, parcourt environ 0,2 mm dans l'eau. A la différence de la TEMP dont le système de collimation est physique, la TEP tire profit de la nature des γ issus de l'annihilation. Le système de collimation est alors un système de coïncidence temporelle qui permet de localiser la ligne suivant laquelle l'annihilation a eu lieu. Cette ligne est appelée ligne de réponse (ligne of response, LOR). Une couronne de cristaux scintillants couplés à des tubes photomultiplicateurs entoure le patient et les deux extrémités de la LOR sont alors déterminées par la reconstruction des lieux d'interaction des deux photons de 511 keV dans les cristaux. Une différence supplémentaire entre la TEP et la TEMP est la gamme d'énergie des rayons γ à détecter et ceci va impacter sur le choix des matériaux scintillants à utiliser. Des matériaux tels que le germanate

de bismuth (BGO), l'oxyorthosilicate de lutétium (LSO) ou l'oxyorthosilicate de gadolinium (GSO) remplacent le NaI(Tl) car ils sont plus denses, ont un meilleur pouvoir d'arrêt vis-à-vis des γ de 511 keV et un signal plus rapide nécessaires à la détection en coïncidence. Le tableau 1.1 regroupe les caractéristiques d'un échantillon de cristaux utilisés en imagerie TEP et celles du xénon liquide pour comparaison. D'autres cristaux encore plus performants sont apparus récemment comme le LaBr₃ qui possède une luminosité supérieure au NaI et un temps de décroissance de 16 ns [4]. La reconstruction de l'image, ou de la distribution du radioélément peut s'effectuer suivant deux modes différents ; un mode 2D où la reconstruction s'effectue suivant un plan perpendiculaire à l'axe du détecteur et un mode 3D qui permet une reconstruction directement tridimensionnelle. Le premier nécessite l'utilisation de septa inter-plan mais requière des méthodes de construction relativement simples. Le second permet d'augmenter la sensibilité globale de la caméra mais est également plus sensible aux artefacts. Dans les deux, cas il est nécessaire de croiser de nombreuses LOR pour remonter à cette distribution grâce à un algorithme de reconstruction tomographique adapté. Le lecteur peut se référer à l'ouvrage de D. L. Bailey *et al.* [5] « Positron emission tomography » qui reprend en détail l'ensemble des étapes nécessaires à la réalisation d'une image.

	NaI	BGO	GSO	LSO	LXe
Compositions	NaI(Tl)	Bi ₃ Ge ₄ O ₁₂	Gd ₂ SiO ₅ (Ce)	Lu ₂ SiO ₅ (Ce)	LXe
Numéro atomique effectif	50	73	58	65	54
Densité (g/cm ³)	3,7	7,1	6,7	7,4	3,0
Intensité lumineuse relative	100	15	20-40	45-70	80
Temps de décroissance (ns)	230	300	60	40	2,2 ; 27 ; 45

TAB. 1.1 – Propriétés de quelques cristaux scintillants utilisés en imagerie médicale et du xénon liquide [6]

La quantification

Que ce soit en TEMP ou en TEP, le but de la reconstruction tomographique est de remonter, via des mesures intégrales suivant des lignes de projections (TEMP) ou des LOR (TEP), à la distribution en 3D d'un radiotraceur. Un grand challenge de l'imagerie fonctionnelle actuelle est la quantification [7]. Elle consiste en l'extraction de paramètres physiologiques à partir de l'information comprise dans un volume de l'image (ou voxel contraction de volumetric pixel), qui est reliée à la quantité de radiotraceur présent dans un volume déterminé de tissu. Ces informations trouvent un intérêt certain dans le cadre d'un diagnostic, d'un suivi thérapeutique en oncologie notamment. Ce pan de l'imagerie nucléaire fait l'objet de nombreux articles et débats au sein de la communauté scientifique. Bien que les causes d'une mauvaise quantification soient connues, les méthodes pour y remédier sont encore discutées et font l'objet de recherches.

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

Les points suivants sont à l'origine d'une erreur relative sur la quantification de 10 à 15 % dans les meilleurs cas :

- Les mouvements du patient (respiration, battements du cœur) peuvent difficilement être réduits mais une solution consiste au recalage des images sur la périodicité de ces mouvements.
- L'atténuation peut être corrigée notamment grâce à l'établissement d'une cartographie des coefficients d'atténuation (ou coefficients d'Hounsfield) fournie par la TDM.
- Les photons diffusés entraînent des erreurs de localisation de la position réelle du point d'émission et donc induisent une réduction du rapport signal sur bruit. Ils peuvent être supprimés au dépend de la sensibilité de la caméra ou reconstruits. Leur identification reste néanmoins un problème difficile à résoudre.
- La reconstruction tomographique, par sa nature même, introduit des artefacts à l'image qui viennent dégrader la quantification.
- La méthode de mesure est opérateur dépendante et des protocoles standards doivent être mis au point.
- Enfin, la résolution spatiale intrinsèque du tomographe joue également un rôle important. De nombreux efforts sont portés en instrumentation pour l'imagerie médicale dans le but de perfectionner les systèmes de détection [8]. Des nouveaux matériaux scintillants, des semi-conducteurs et des électroniques associées font l'objet d'intenses recherches qui ont conduit au développement de techniques d'imagerie comme la TEP temps de vol.

La TEP temps de vol

Le principe de la TEP temps de vol (ou time-of-flight positron emission tomography, TOF-PET) est de mesurer le temps d'arrivée des deux γ de 511 keV afin de déterminer la position du point d'émission le long de la LOR. L'incertitude qui est de quelques dizaines de centimètres (la largeur du corps du patient) en TEP (voir ΔL figure 1.2) s'en trouve réduite à une dizaine de centimètres. Dans le cas idéal, elle pourrait alors permettre une reconstruction directe de l'image, c'est-à-dire point par point. Le résultat en terme de qualité d'image est une augmentation du rapport signal sur bruit et donc une possible augmentation de la précision de la quantification relative qu'offre la TEP actuellement [9, 10]. Le challenge dans ce cas de figure devient la résolution temporelle à atteindre, résolution de quelques dizaines de picosecondes. Une solution alternative permettant de réduire l'incertitude ΔL le long de la LOR est l'imagerie 3γ .

1.2 L'imagerie 3γ , une technique d'imagerie unique

Dans la fin des années 70, D.B. Everett *et al.* [11] proposent de remplacer la collimation physique de la TEMP en utilisant l'imagerie Compton. Depuis, de nombreux groupes de recherche ont développé cette idée en utilisant des télescopes Compton constitués de semi-conducteurs tels

que le germanium [12] ou le silicium [13]. C'est en 2001 que J. D. Kurfess et B. F. Philips [14] proposent pour la première fois d'utiliser des radioisotopes non-conventionnels pour réaliser une imagerie à par entière, l'imagerie 3 γ . En 2003, D. Thers *et al.* [15] proposent d'utiliser cette technique d'imagerie avec le ^{44}Sc couplé à un télescope Compton au xénon liquide, qui doit permettre de réduire la quantité de radioéléments nécessaire à injecter au patient et d'améliorer la qualité de l'image en termes de quantification.

Dans ce chapitre les différentes composantes de l'imagerie 3 γ seront expliquées telles que le principe de cette imagerie et la nécessité d'employer un radioisotope particulier le scandium 44 émetteur (β^+ , γ) associé à un télescope Compton au xénon liquide.

1.2.1 Principe de l'imagerie 3 γ

Le principe de l'imagerie 3 γ repose sur la localisation en 3D, événement par événement, d'un émetteur particulier (β^+ , γ) avec une résolution de quelques millimètres. Cette technique allie la détection en coïncidence des deux photons γ de 511 keV issus de l'annihilation du positon avec la matière et la détection d'un troisième γ , d'énergie supérieure (~ 1 MeV), avec un télescope Compton (figure 1.3). La reconstruction de la LOR formée par les deux γ d'an-

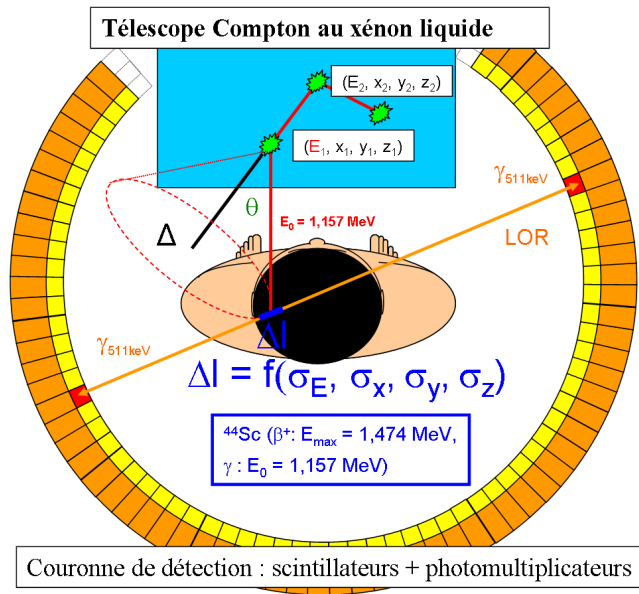


FIG. 1.3 – Schéma de principe de l'imagerie 3 γ réalisée avec un télescope Compton au xénon liquide couplé à un tomographe par émission de positon.

nihilation peut s'effectuer grâce à une caméra TEP conventionnelle. Nous pouvons cependant imaginer un système au xénon liquide entourant le patient afin d'augmenter la sensibilité totale de la caméra. En effet, un intérêt certain des gaz nobles liquides est de pouvoir utiliser de larges volumes de détection.

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

Le télescope Compton est une chambre à projection temporelle au xénon liquide permettant de reconstruire la direction d'arrivée du troisième γ . Cette dernière décrit un cône d'angle d'ouverture θ et d'axe de révolution Δ . Cette reconstruction va tirer profit de la connaissance de la cinématique Compton [16]. En effet, il est possible de remonter à la direction d'arrivée du γ incident d'énergie E_0 connue, car spécifique au radioélément utilisé, en mesurant la position et l'énergie des deux premiers points d'interaction de la séquence Compton. La position des deux premiers points va permettre de déterminer l'orientation de la droite Δ . La mesure de l'énergie du premier électron Compton permet de déterminer l'angle d'ouverture θ du cône (angle de diffusion Compton) à l'aide de l'égalité suivante :

$$\cos(\theta) = 1 - mc^2 \frac{E_1}{E_0(E_0 - E_1)} \quad (1.1)$$

où m est la masse de l'électron de recul, E_0 est l'énergie du γ incident et E_1 est l'énergie déposée par l'électron de recul lors de la première diffusion Compton. La position du radiotraceur est déduite de l'intersection du cône avec la LOR. L'incertitude sur la position des deux premières interactions va directement impacter sur la détermination de l'orientation de la droite Δ , tandis que l'incertitude sur la mesure de l'énergie de la première interaction va induire une dégradation de la résolution angulaire du télescope. ΔL , sur le schéma de principe, est donc une fonction de la résolution en énergie et de la résolution spatiale du télescope. Il est donc essentiel d'utiliser un milieu de détection permettant une localisation extrêmement précise des points d'interaction, mais également d'atteindre une bonne résolution en énergie. Il faut également que la probabilité de diffusion Compton soit élevée dans le scintillateur dans le cas du troisième γ . Ces critères sont remplis par le xénon liquide qui fait l'objet du paragraphe 1.2.3. Un autre point important de cette méthode d'imagerie repose sur l'utilisation du ^{44}Sc comme radioélément. Il doit lui aussi répondre à certaines caractéristiques comme une demi-vie adaptée à un usage clinique et une énergie de radiation permettant une détection efficace avec le xénon liquide. Le chapitre suivant décrit ses propriétés physiques, sa production et ses possibles modes de vectorisation.

1.2.2 Un émetteur particulier, le ^{44}Sc

Le ^{44}Sc a été retenu comme le meilleur candidat pour l'imagerie 3 γ de par ses caractéristiques physiques de désintégration (β^+ , γ), de sa production qui sera possible avec le cyclotron ARRONAX à Nantes et de sa chimie de coordination qui est également en développement à Subatech.

Propriétés radiophysique

Le scandium possède un schéma de désintégration adapté à l'imagerie trois γ [17]. Il se désintègre en émettant un positon d'énergie maximale $E_{max} = 1,474$ MeV dans 94,27 % des

cas. Le noyau fils, le $^{44}\text{Ca}^*$, se désexcite en émettant un photon d'1,157 MeV avec une période de 2,61 ps.



L'émission du troisième photon est donc simultanée à l'échelle expérimentale. Seule l'énergie du positon est une source de dégradation de la résolution intrinsèque de cette imagerie, le point d'émission du troisième photon étant distant du point d'annihilation du parcours moyen du positon dans les tissus ($\sim 0,4$ mm). Enfin, sa demie-vie physique, de 3,97 heures, est adaptée à un usage clinique pour l'imagerie. En effet, l'activité du radioélément doit être adaptée à la durée d'un examen médical. Elle ne doit pas être trop courte afin qu'une image soit possible au moment où le radiotraceur s'est distribué et ne pas être trop longue pour éviter toute irradiation inutile du patient.

Enfin, le scandium possède également des isotopes qui pourraient être intéressants dans le cadre d'un suivi thérapeutique, qui sont le ^{44m}Sc et le ^{47}Sc . Ces deux radioéléments possèdent des durées de vie comparables (~ 3 jours). Le premier se désintègre en ^{44}Sc et le second étant un émetteur β^- , ils pourraient être utilisés pour un suivi thérapeutique « en direct » avec une seule injection au patient. De manière analogue à l'utilisation couplée de l'iode 124 pour un suivi par imagerie γ et 131 pour une thérapie vectorisée β dans les travaux de M. Lubberink *et al.* [18], le ^{44}Sc pourrait permettre de suivre par imagerie le devenir du ^{47}Sc utilisé pour une thérapie β .

Production

Le cyclotron ARRONAX implanté à Nantes répond à la demande croissante de nouveaux radioéléments [19] utiles pour l'imagerie (^{64}Cu , ^{44}Sc , ^{124}I , ($^{82}\text{Sr}/^{82}\text{Rb}$), ($^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$), émetteurs de positon) mais également pour la radiothérapie vectorisée (^{67}Cu , ^{47}Sc , émetteurs β^- et l' ^{211}At émetteur α). Parmi ces éléments, le ^{44}Sc sera produit par un faisceau de protons (10 MeV) irradiant une cible de ^{44}Ca suivant la réaction ($^{44}\text{Ca}(p,n)^{44}\text{Sc}$).

Vectorisation

Les radioéléments utilisés en imagerie sont liés chimiquement à une molécule adaptée au phénomène physiologique que l'on veut étudier. Par exemple, le ^{18}F est associé au glucose pour former le radiotraceur ^{18}FDG (ou fluorodésoxyglucose) pour mettre en évidence l'hypermétabolisme de certaines cellules, comme les cellules tumorales. En effet, ces dernières sont en perpétuelle multiplication et consomment une grande quantité de sucre. Le ^{18}FDG , à la différence du glucose, ne subit pas le cycle de Krebs et le fluor radioactif va s'accumuler dans les cellules sous forme de $^{18}\text{FDG-6-P}$.

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

Il est également possible de cibler un type particulier de cellules grâce à un ligand sur lequel est attaché une protéine spécifique d'un récepteur cellulaire. On choisira alors la protéine selon le type de cellules à imager. Le ligand quand à lui sera choisi pour sa capacité à fixer le radioélément (caractérisée par sa constante thermodynamique), la rapidité avec laquelle se forme le complexe (constante cinétique) et la durée durant laquelle le complexe formé va être stable (caractérisé par sa constante de désorption).

Des études de complexations menées en milieu sérique par S. Huclier [20] à Subatech ont permis d'identifier un ligand potentiel, le DOTA (ou acide 1,4,7,10-tétraazacyclododécane-N,N',N,N'-tétraacétique), pour vectoriser le scandium sous sa forme ionique Sc^{3+} (voir figure 1.4). Les données concernant la chimie du scandium étaient jusqu'alors rares, voir inexistantes. Un

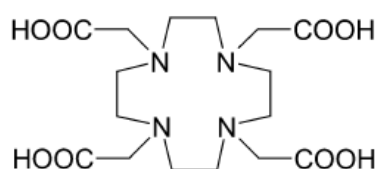


FIG. 1.4 – DOTA ou acide 1,4,7,10-tétraazacyclododécane-N,N',N,N'-tétraacétique candidat à la complexation du scandium sous sa forme Sc^{3+} .

premier stade de ces études a porté sur l'identification d'un ligand approprié à la complexation du scandium parmi une liste de ligands couramment utilisés : l'EDTA (acide éthylène diamine tétra acétique), le DOTA, le NOTA (acide N,N',N''-triazacyclononanetriacétique), TETA (acide 1,4,8,11-tétraazacyclotétradécane-1,4,8,11-tétraacétique) et le DTPP (diéthylènetriamine-N,N',N''-penta- β -propionate). La suite des travaux consistera en l'étude de la biodistribution du scandium lui-même, du Sc(III)DOTA et du Sc(III)DOTA -protéine et leur excrétion par l'organisme qui conditionneront la demi-vie biologique du radiotraceur.

1.2.3 Le xénon liquide pour l'imagerie médicale fonctionnelle

Les gaz nobles sous leur forme liquide sont connus dans différents domaines de la physique comme étant d'excellents milieux de détection [21, 22]. C'est la mise en évidence dans les années 40 de l'induction d'un signal électronique dans l'argon liquide produit par le dépôt d'énergie de particules ionisantes qui initie l'engouement pour les gaz rares liquides. Il s'en suivra de nombreux développements et caractérisations notamment autour de l'argon liquide. S'il est découvert par W. Ramsay et M. W. Travers en 1878, c'est dans la fin des années 60 que le xénon liquide est proposé comme milieu de détection [23] notamment car il a la particularité, partagée avec les autres gaz nobles, de fournir à la fois un signal d'ionisation et de scintillation lorsqu'il est traversé par des particules ionisantes. De plus, il possède le pouvoir d'arrêt, le taux de scintillation et d'ionisation le plus élevé de tous les gaz nobles. L'ensemble de ces

caractéristiques font de ce gaz un milieu de détection adapté à une grande variété de détecteurs, en astrophysique (LXeGRIT [24]), en physique des particules (MEG [25]), pour la détection directe de matière noire (XENON [26]) mais également pour la médecine nucléaire. Pour de plus amples détails sur l'utilisation des gaz nobles comme milieu de détection le lecteur peut se référer aux deux ouvrages suivants : celui d'E. Aprile *et al.* [27] et de W. F. Schmidt *et al.* [28].

Depuis les années 70, le xénon liquide fait l'objet de développements directement liés à l'imagerie médicale fonctionnelle nucléaire. Deux grandes catégories de développements autour du xénon liquide ont vu le jour. Le premier allie la détection de la scintillation à celle du signal d'ionisation. L'ionisation est utilisée pour déterminer la position en 3D et l'énergie de chaque interaction, la lumière est utilisée pour mesurer le temps de dérive des charges. Le second type de détecteurs utilise uniquement la détection du signal de scintillation pour déterminer l'énergie et la position des interactions.

C'est en 1972 que H. Zaklad [29] au Lawrence Berkeley Laboratory initie l'utilisation du xénon liquide comme milieu de détection pour l'imagerie médicale en développant une chambre à fils atteignant une résolution de 4 mm (FWHM). En 1976, L. Lavoie [30] propose de tirer profit des propriétés de scintillation du xénon liquide (fort taux de scintillation et constantes de décroissance rapides) pour la TOF-PET. Ce n'est qu'au milieu des années 90 que se concrétise cette idée avec le groupe de l'Université de Waseda, au Japon, qui développe depuis 1997 une TOF-PET au xénon liquide utilisant le seul signal de scintillation. Celui-ci est collecté par un ensemble de photomultiplicateurs entourant le volume actif. Un prototype a été développé permettant une reconstruction temporelle extrêmement précise des événements en coïncidence (résolution moyenne : 300 picosecondes (FWHM)) avec une résolution de 26 % en énergie [6, 31]. La résolution moyenne le long de la LOR correspondant à cette résolution temporelle est de 4,5 cm ce qui réduit considérablement ($\sim 1/3$) le bruit de fond engendré par la reconstruction de l'image.

Durant les années 80, des chercheurs de l'institut de physique de Moscou [32, 33] ont travaillé autour d'une gamma caméra avec du xénon pressurisé utilisant la scintillation en phase gazeuse. Puis en 1993, V.Y. Chepel propose pour la première fois l'utilisation d'un télescope au xénon liquide pour la TEP [34], dans le but notamment de résoudre le problème de l'effet de parallaxe qui est présent dans les tomographes commerciaux. De plus, la possibilité d'utiliser un large volume de détection pourrait permettre d'avoir un système de détection statique à la différence des anneaux des tomographes. C'est ensuite au tour de l'Université de Coimbra de poursuivre des travaux similaires [35]. L'utilisation du signal d'ionisation offre l'avantage de déterminer précisément la position de chaque interaction. En contre-partie le taux de comptage maximum du détecteur, lié directement au temps de dérive des charges, s'en trouve réduit.

Plus récemment, l'Université de Columbia a proposé de réduire la dépendance des imageurs vis-à-vis de la diffusion Compton qui a lieu dans le patient par une identification des événements diffusés à l'aide d'un tracking adapté. Ces événements peuvent alors être rejetés ou recons-

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

truits [36]. La diffusion Compton est également un problème au sein même des scintillateurs, les propriétés intrinsèques du xénon permettent une identification des séquences Compton et donc de la direction des γ incidents.

Depuis 2004, le laboratoire KEK au Japon (National Laboratory of High Energy Physics) en collaboration avec Subatech, développe également une TEP au xénon liquide utilisant des photomultiplicateurs pour détecter la scintillation et une anode segmentée précédée d'une grille de Frisch pour détecter l'ionisation. Le projet porte le nom de TXeLPET, acronyme anglais de TPC au xénon liquide pour la TEP. Un prototype est actuellement en cours de tests. Depuis 2007, une équipe canadienne mène un programme de R&D comparable [37]. Le mode de lecture du signal d'ionisation reste le même. La lumière est quand à elle collectée par de larges photodiodes à avalanche.

Les propriétés physiques du xénon liquide

Le xénon liquide possède un numéro atomique élevé (54) et une forte densité (3), ce qui lui confère un fort pouvoir d'arrêt des particules ionisantes. Son utilisation sous sa forme liquide est néanmoins contrainte par sa température d'ébullition de 165 K sous 1 bar (voir le tableau 1.2). C'est un excellent isolant électrique et à la manière des semi-conducteurs le xénon, sous sa forme liquide, possède une structure en bande et une énergie de gap (autrement appelée potentiel d'ionisation en phase liquide) qui vaut 9,2 eV [38]. Cette quantité est l'énergie séparant la bande de valence de la bande conduction. Lorsque le xénon est traversé par une particule ionisante, les électrons de la bande de valence passent sur la bande de conduction et un signal électrique est alors détectable. Il permet d'avoir accès à l'énergie déposée par la particule.

Propriété	Valeur
Numéro atomique	54
Masse atomique	131,3 g.mol ⁻¹
Point d'ébullition	$T_b = 165.05$ K, $P_b = 1$ atm, $\rho_b = 3.057$ g.cm ⁻³
Point triple	$T_t = 161,3$ K, $P_t = 0,805$ bar

TAB. 1.2 – Caractéristiques physiques du xénon liquide

L'ionisation

L'énergie nécessaire à la production d'une paire électron-ion est supérieure au simple potentiel d'ionisation du xénon liquide énoncé dans le paragraphe précédent. Elle comprend un terme d'excitation, d'ionisation et un dernier qui correspond à un transfert d'énergie cinétique à des électrons libres qui n'ont pas assez d'énergie pour exciter le milieu à leur tour. Environ 5 % de l'énergie déposée est restituée dans le processus d'excitation et 30 % est transmis aux électrons

libres ayant une énergie inférieure à l'énergie du premier niveau excité. L'énergie moyenne pour produire une paire électron-ion (W) s'exprime de la manière suivante [39] :

$$W = E_0/N_i = E_i + E_{ex}(N_{ex}/N_i) + \varepsilon \quad (1.3)$$

avec E_0 : l'énergie de la particule incidente, N_{ex} : le nombre d'atomes excités par une énergie E_{ex} , N_i : le nombre de paires électron-ion par une énergie E_i , et ε : l'énergie cinétique moyenne des électrons libres ayant une énergie inférieure à l'énergie du premier niveau excité. Elle est égale à $W = 15,6$ eV [40] ($E_i = 10,5$ eV et $\varepsilon = 4,45$ eV). Bien que cette énergie soit une grandeur caractéristique pour le xénon liquide, le nombre de paires électron-ion créées par unité d'énergie déposée est dépendant du champ électrique, de l'énergie de la particule incidente ainsi que de la nature même de la particule qui conditionne la topologie de l'ionisation.

Le rendement d'ionisation

Il est défini comme le nombre de paires électron-ion créées par unité d'énergie déposée. Il est plus élevé pour le xénon liquide que le xénon gazeux du fait d'une plus faible énergie nécessaire à la production d'une paire électron-ion. Le nombre de paires qui peuvent être potentiellement collectées dépend de la densité d'ionisation créée par la particule incidente. Ainsi, les alphas par exemple, possèdent une densité d'ionisation très forte le long de leur trace et seulement quelques pourcents des charges peuvent être collectées même avec un champ électrique intense. A l'inverse, en ce qui concerne les rayons γ , il est possible de collecter la presque totalité des charges avec un champ électrique relativement faible. En supposant que l'efficacité de collection soit totale, le facteur limitant la détermination de l'énergie déposée est la résolution intrinsèque du xénon.

La résolution en énergie intrinsèque du xénon liquide

Elle est contrainte par la distribution du nombre de paires électron-ion N_i qui est régie par une statistique non Poissonnienne [41] dont l'écart-type σ s'écrit sous la forme suivante :

$$\sigma^2 = \langle (N - N_i)^2 \rangle = F \times N_i \quad (1.4)$$

F est appelé facteur de Fano et tient compte des fluctuations statistiques liées à la nature de l'interaction (du nombre d'ionisations primaires qui fluctuent) et à la nature du matériau. Cette constante est inférieure à 1 et spécifique du matériau interagissant. Il a été calculé pour le xénon liquide par T. Doke *et al.* de deux manière différentes et vaut 0,059 ou 0,041 [42]. La résolution en énergie ΔE en terme de largeur à mi-hauteur s'exprime en fonction du facteur de Fano (F), de l'énergie nécessaire pour produire une paire électron-ion (W) et de l'énergie de la particule incidente (E_0) de la manière suivante :

$$\Delta E(keV) = 2.35 \sqrt{FW(eV)E_0(MeV)} \quad (1.5)$$

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

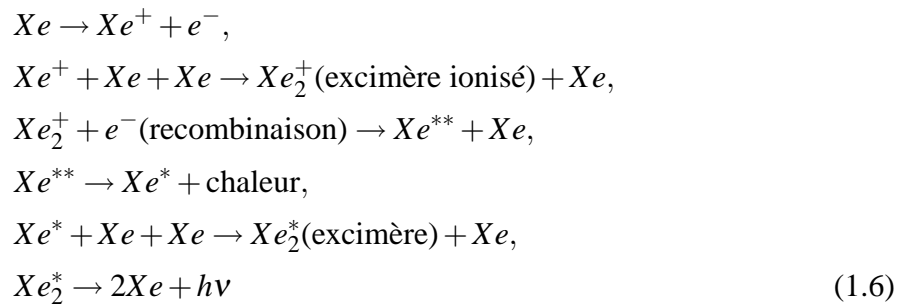
Cette résolution est appelée limite de Fano. Il est à noter que la résolution en énergie du détecteur est différente de celle du xénon liquide en tant que telle et ne dépend pas que de ce terme, comme nous le verrons dans le chapitre 1.3.1.

La scintillation

La création de charges libres provoquée par l'interaction d'une particule ionisante avec le xénon liquide s'accompagne de l'émission simultanée de photons de luminescence dans le domaine ultraviolet. La lumière de scintillation émise par le xénon liquide provient de la désexcitation de dimères excités Xe_2^* (appelés excimères). Ces dimères sont des molécules diatomiques excitées, dont certains des électrons du cortège ne se trouvent pas dans une configuration énergétique stable. Le retour à l'état fondamental s'accompagne de l'émission d'un rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde se situe dans le « vacuum ultraviolet » (VUV) où l'air n'est plus transparent et le vide est requis pour qu'il se propage sans absorption. Le spectre d'émission est centré à $\lambda = 178 \pm 1 \text{ nm}$ [43, 22] avec une largeur $\Delta\lambda = 14 \pm 2 \text{ nm}$ (FWHM) pour une température du liquide de 160 K.

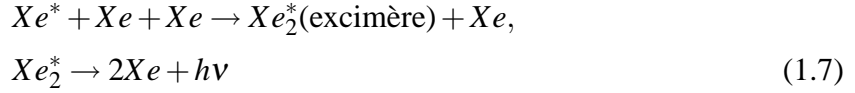
Origines du signal de scintillation

Le processus de luminescence du xénon liquide (commun aux gaz rares) fait intervenir des excimères et peut emprunter deux voies possibles dont leur contribution respective dépend du type d'interaction et de l'application ou non d'un champ électrique [44, 45, 46]. Ces deux excimères sont discernables par leur état excité de plus basse énergie : $^3\Sigma_u^+$ (triplet) et $^1\Sigma_u^+$ (singulet). Le premier chemin est celui de l'**ionisation**, autrement appelé luminescence par recombinaison 1.6. La particule primaire et les électrons secondaires créent des paires électron-trou. Les trous forment en moins d'une picoseconde des ions moléculaires Xe_2^+ pendant que les électrons secondaires se thermalisent en excitant des états excitons, en créant d'autres paires électron-trou et en émettant des phonons (vibrations, chaleur). Ces électrons, en se recombinant avec les ions Xe_2^+ , forment des états moléculaires excités Xe_2^* .



Le second chemin est celui de l'**excitation** directe des états d'excitons par la particule primaire ou les électrons secondaires. Ce processus d'excitation est suivi de l'auto-piégage des exci-

tons libres. Des excimères sont ainsi formés par le processus d'auto-piégage en moins d'une picoseconde.



Dans les deux cas, les excimères formés émettent une lumière avec la même longueur d'onde. Les paramètres temporels de la lumière de scintillation sont contraints par la nature des excimères dominants.

Taux de scintillation

En l'absence de champ électrique, le nombre de photons produits lors d'une interaction est égal à $N_{ph} = N_i + N_{ex}$, avec N_i le nombre de paires électron-ion et N_{ex} le nombre de dimères excités. On suppose dans ce cas que chaque paire électron-ion se recombine pour donner lieu à la création d'un photon et que l'efficacité quantique du phénomène d'excitation directe est de 100 %. L'énergie moyenne requise pour créer un photon de scintillation pour une énergie déposée E_0 sans champ électrique est donc :

$$W_{ph} = \frac{E_0}{N_{ph}} = \frac{E_0}{N_i + N_{ex}} = \frac{W}{1 + \frac{N_{ex}}{N_i}}\tag{1.8}$$

Le taux de scintillation, le nombre de photons créés par unité d'énergie déposée, est alors maximal. Dans ce cas, la valeur W_{ph} est notée $W_{ph}(\text{max})$. Elle a été mesurée par T. Doke *et al.* et vaut 13,8 eV. Cependant, à la manière du signal d'ionisation, le signal de scintillation est dépendant de la densité d'ionisation de la particule incidente. Le nombre de paires électron-ion qui se recombinent est plus élevé lorsque la densité d'ionisation est élevée. L'énergie requise pour créer un photon de scintillation pour des γ ($W_{ph}(\gamma)$) et des α ($W_{ph}(\alpha)$) est supérieure au $W_{ph}(\text{max})$ car une partie des paires électron-ion échappent à la recombinaison (échappement électronique, effet de quenching). T. Doke *et al.* [6] ont également mesuré ces valeurs pour des γ d'1 MeV, $W_{ph}(\gamma) = 21,6$ eV et pour des α , $W_{ph}(\alpha) = 17,9$ eV.

Composantes temporelles du signal de scintillation

La luminescence du xénon liquide a un temps de montée de l'ordre de la picoseconde et décroît exponentiellement en quelques nanosecondes. Elle est très rapide et comparable aux scintillateurs plastiques ou aux cristaux scintillants. La formation d'un excimère sous deux états distincts par leur niveau énergétique extrêmement proches et non résolubles spectroscopiquement (triplet et singulet) induit des temps de décroissance différents [44]. La lumière de scintillation est donc constituée de 3 composantes :

- une composante lente, liée à la désexcitation de l'état triplet (avec une constante de temps τ_t),

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

- une rapide, liée à la désexcitation de l'état singulet (avec une constante de temps τ_s),
- et une autre de recombinaison (avec une constante de temps τ_r).

Les composantes rapide et lente correspondent respectivement au retour de l'état singulet $^1\Sigma_u^+$ au niveau fondamental $^1\Sigma_g^+$ et au retour de l'état triplet $^3\Sigma_u^+$ au niveau fondamental $^1\Sigma_g^+$. Ces deux composantes sont intrinsèques à la durée de vie des états excités. La composante de recombinaison est quand à elle liée à la densité d'ionisation et au champ électrique extérieur appliqué. La contribution et la durée de chacune des constantes varie en fonction de la particule ionisante comme le montre le tableau 1.3.

Radiation	τ_s (ns)	τ_t (ns)	τ_r (ns)	I_s/I_t
Electrons d'1 MeV (E = 4 kV/cm)	$2,2 \pm 0,3$	$27 \pm 0,1$ ns	~ 45 ns	0,05
Particules α	$4,3 \pm 0,6$	$22 \pm 1,5$		$0,45 \pm 0,07$

TAB. 1.3 – τ_t et τ_s sont les temps de décroissance lent et rapide donnés pour des électrons d'1 MeV et pour des particules alpha. τ_r est le temps de recombinaison pour des électrons d'1 MeV. I_s/I_t est le rapport d'intensité de la composante rapide sur la composante lente [6].

1.2.4 Interaction des γ de 1,157 MeV dans le xénon liquide

La technique d'imagerie 3 γ repose sur l'analyse de la cinématique Compton. Il est donc essentiel que la majeure partie des γ interagissant dans le xénon liquide le fasse par effet Compton. De manière générale, les photons traversant la matière peuvent interagir de différentes manières ; par effet photoélectrique, par effet Compton, par création de paire et par effet Rayleigh, selon une loi exponentielle dans laquelle $N(z)$ est le nombre de photons n'ayant pas interagit à une profondeur z , N_0 est le nombre de photons initial et μ_{att} est le coefficient d'atténuation massique total.

$$N(z) = N_0 \exp(-z\mu_{att}) \quad (1.9)$$

μ_{att} est donc la somme des contributions de l'effet Compton, photoélectrique, Rayleigh et de la création de paires comme le montre la figure 1.5 [47]. Les γ de 1,157 MeV ont un libre parcours moyen $\lambda = 1/\mu_{att}$ de 6,3 cm (μ_{att} à 1,157 MeV = $5,28 \cdot 10^{-2}$ g/cm $^{-2}$) et interagissent à 93,6 % par effet Compton dans le xénon liquide ce qui fait de lui un milieu adapté à l'imagerie 3 γ .

1.2.5 Etude par simulation de la faisabilité de l'imagerie 3 γ

Dans un premier stade du développement, des simulations autour de cette technique ont été menées par C. Grignon [10] lors de sa thèse pour une application à l'échelle du petit animal. Ces travaux ont permis de rendre compte de la faisabilité de cette imagerie en intégrant à la simulation des valeurs mesurées expérimentalement, extraites des différents travaux pour la plupart cités dans les paragraphes précédents. Il a été montré qu'avec une résolution en énergie de 5,9

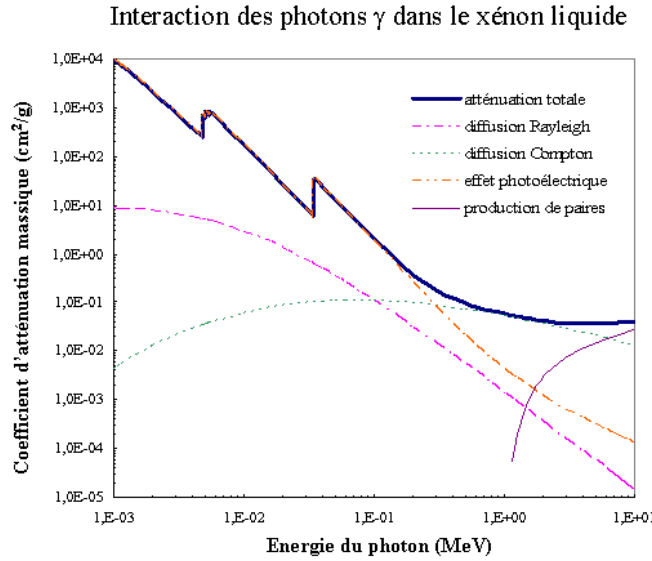


FIG. 1.5 – Coefficient d’atténuation massique pour des photons d’énergie comprise entre 10^{-3} et 10 MeV interagissant dans le xénon liquide.

% à 1 MeV (FWHM) et une résolution spatiale de 1 mm, la résolution (FWHM) le long de la LOR est de 1,3 cm pour une sensibilité du télescope de 0,82 % pour une source de ^{44}Sc placée au centre du champ de vue de la caméra TEP. La figure 1.6 illustre cette simulation. Elle sera expliquée avec plus de détails dans le chapitre 3.

Enfin, des études supplémentaires concernant une caméra entièrement au xénon liquide pour l’imagerie 3γ sont actuellement en cours et font l’objet de travaux de simulation dans le cadre de la collaboration openGATE [48].

1.3 Le prototype de caméra au xénon liquide XEMIS

Afin de démontrer la faisabilité expérimentale de l’imagerie 3γ un prototype de caméra au xénon liquide XEMIS (XENon Medical Imaging System) est en cours de développement au laboratoire. Le dispositif expérimental inclut un cryostat en inox, un système de purification, une électronique d’acquisition et un automate permettant de piloter les différents éléments de ce système. La figure 1.7 donne une vue d’ensemble du dispositif expérimental accompagnée d’un schéma de principe sur la figure 1.8. La zone active est contenue dans l’enceinte interne isolée de l’enceinte externe par un vide d’isolation 1.9. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement de la chambre à projection temporelle au xénon liquide sera expliqué. Puis, une partie sera dédiée à la cryogénie du xénon. Et enfin, les premiers résultats expérimentaux

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

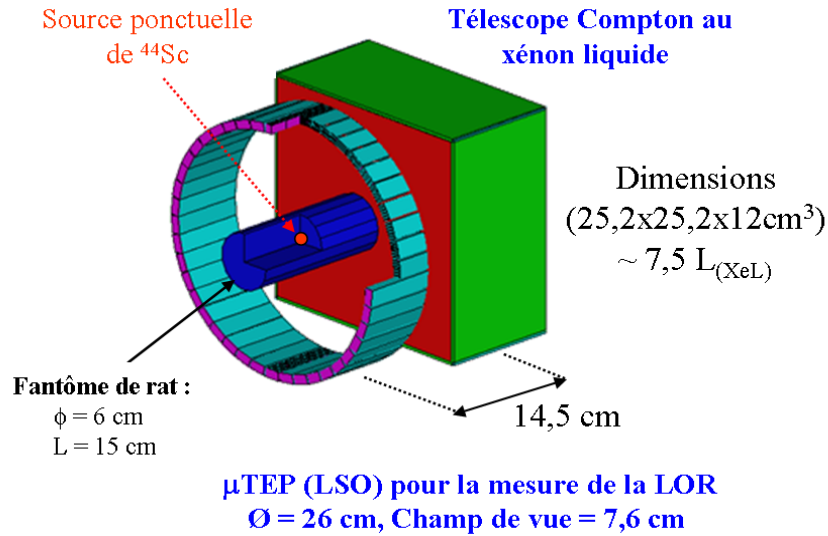


FIG. 1.6 – Géométrie simulée du télescope au xénon liquide couplé à une caméra μTEP avec le code de simulation Geant4.

auxquels j'ai contribué au travers de l'analyse de données seront présentés [49].

1.3.1 Principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide

Proposée en 1974 par D. Nygren [50], la chambre à projection temporelle est un détecteur cylindrique ou parallélépipédique rempli de gaz et doté de deux électrodes (cathode et anode) permettant l'application d'un champ électrique de dérive nécessaire à la collection des charges créées lors de l'interaction d'une particule ionisante avec les atomes de gaz. Ce type de détecteur permet une reconstruction complète en trois dimensions de la topologie des événements, signée par les traces ou les clusters d'ionisation. Le fait de remplir ce détecteur par un gaz noble liquéfié comme le xénon liquide permet d'accroître sa sensibilité tout en conservant une bonne résolution spatiale et en énergie. Cette idée a été initiée par C. Rubbia en 1977 [51] pour la construction d'une TPC à l'argon liquide.

La figure 1.10 montre de manière schématique la structure et le fonctionnement de la TPC au xénon liquide qui est utilisée dans notre dispositif expérimental. La profondeur du volume actif de xénon est de 12 cm afin d'avoir une efficacité intrinsèque du détecteur la plus grande possible. Un γ de 1,157 MeV a une longueur d'atténuation de 6,3 cm dans le xénon liquide. En supposant des γ en incidence normale, 85 % d'entre eux interagissent dans la TPC. Lorsqu'un γ interagit dans le xénon liquide, il y a création simultanément d'un signal de scintillation et d'un signal d'ionisation à chaque interaction. Les photons sont guidés jusqu'à un photomultiplicateur par des parois en PTFE (polytétrafluoroéthylène ou Teflon®). Le signal de scintillation est

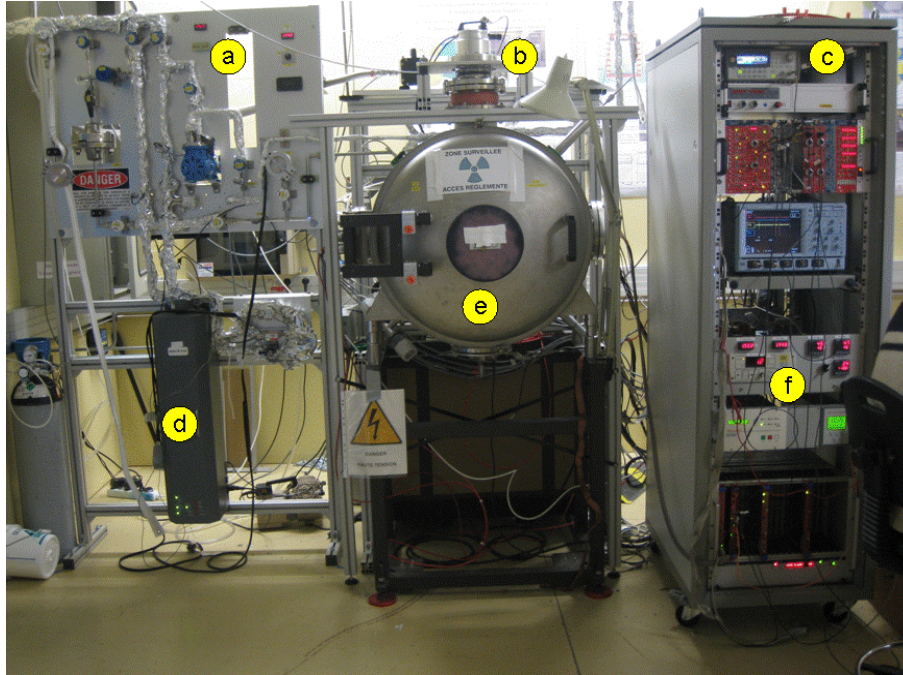


FIG. 1.7 – Dispositif expérimental de XEMIS. De gauche à droite et de haut en bas : a) le panneau de distribution de gaz et de circulation, b) le doigt froid réfrigérant, c) l'alimentation haute-tension et l'électronique d'acquisition, d) le filtre, e) le cryostat et f) l'automate.

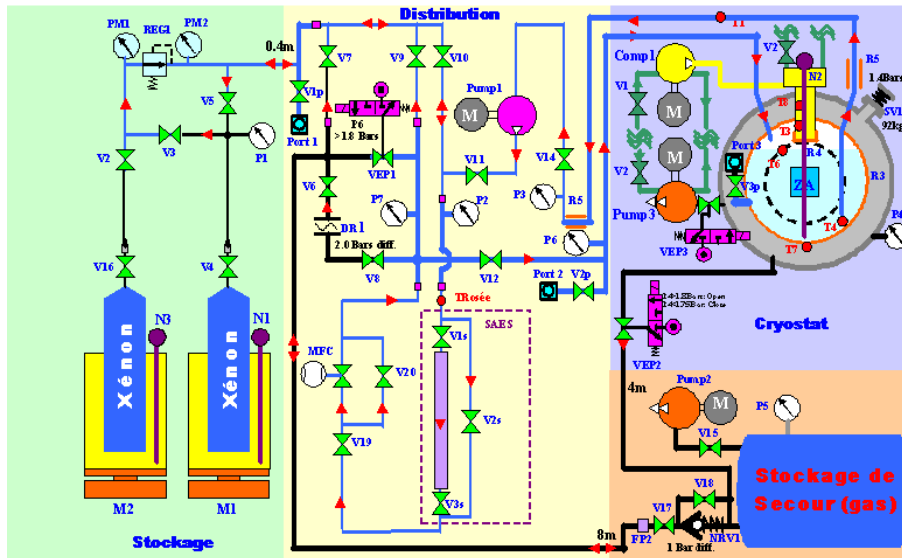


FIG. 1.8 – Schéma de principe de l'installation cryogénique.

unique pour l'ensemble d'une séquence et marque le temps, t_0 , temps de départ de dérive des charges. Les charges créées autour de chaque vertex vont dériver dans un champ électrique vers le plancher de lecture segmenté pour y induire un signal. Le champ électrique est maintenu

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

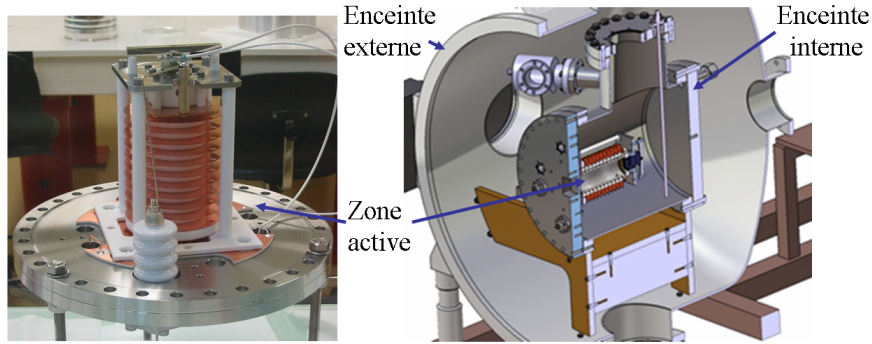


FIG. 1.9 – Vue de coupe du cryostat. La zone active (TPC) est située au cœur du cryostat, dans l'enceinte interne contenant le xénon liquide.

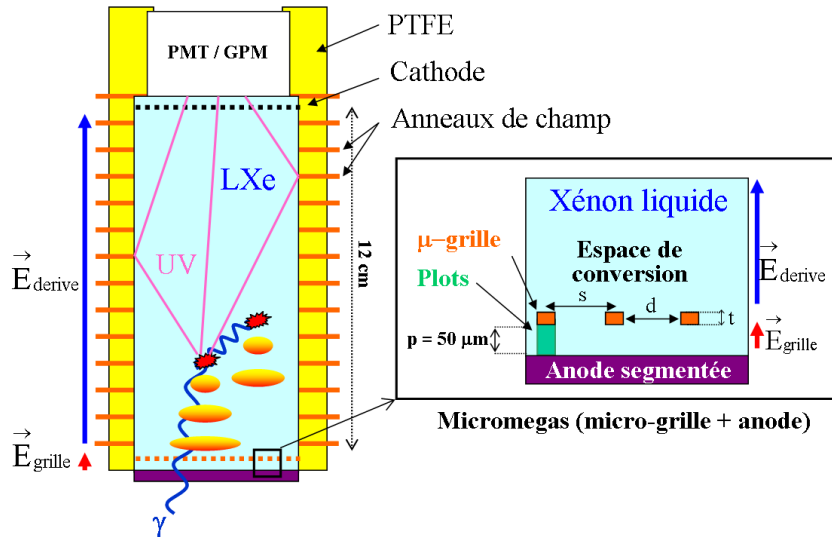


FIG. 1.10 – Schéma de principe de la chambre à projection temporelle au xénon liquide.

homogène par un ensemble d'anneaux de champ. Chacun des signaux d'ionisation permet une localisation des interactions dans un plan perpendiculaire au champs électrique (x,y) par un calcul barycentrique. Le temps associé à l'arrivée des paquets d'électrons de chaque interaction (t_1) au niveau de l'anode permet, connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le xénon liquide, de calculer la troisième coordonnée z qui est donc égale à :

$$z = v_{\text{dérive}}(t_1 - t_0) \quad (1.10)$$

Afin de ne pas induire un signal sur l'anode durant toute la dérive des charges, le signal est écranté par une grille de Frisch. La lecture du signal d'ionisation avec un MICROMEGAS et

la lecture du signal de scintillation avec un photomultiplicateur sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Lecture du signal d'ionisation

Dérive des charges dans un champ électrique homogène

Lors d'une ionisation, les électrons de la bande de valence gagnent assez d'énergie pour passer dans la bande de conduction. Cependant, afin qu'ils échappent au phénomène de recombinaison, il est nécessaire d'appliquer un champ électrique. L'effet du champ électrique sur la recombinaison est dépendant de la nature de la particule incidente mais aussi de l'énergie de la particule. Les électrons deviennent libres et créent des trous dans la bande de valence. L'action d'un champ électrique (\vec{E}) externe contraint les porteurs de charge (électrons et trous) à dériver suivant la force $\vec{F} = q\vec{E}$, q étant la charge du porteur. La vitesse de dérive associée à ces porteurs dépend de la température du gaz ou du liquide [52, 53], la pureté du milieu [54] et de la force du champ électrique [55]. Pour des faibles valeurs de champ électrique (2 kV/cm) la variation de la vitesse des électrons est presque linéaire en fonction du champ électrique puis sature rapidement aux alentours de $3 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ [56] (voir la figure 1.11 [55]). Elle est de l'ordre de $2,2 \text{ mm} \cdot \mu\text{s}^{-1}$ à 163 K avec un champ électrique de 2 kV/cm. Les autres porteurs de charge que sont les trous dans le liquide, ont quand à eux une vitesse de dérive beaucoup plus faible pour un même champ électrique [57].

Le temps de réponse du détecteur qui dépend du temps de conversion du signal et du temps de réponse de l'électronique sera dominé dans notre dispositif par la dérive des charges. Elle est de l'ordre de $54 \mu\text{s}$ pour une longueur de dérive de 12 cm. Le temps de réponse dû à l'électronique est de l'ordre de la microseconde.

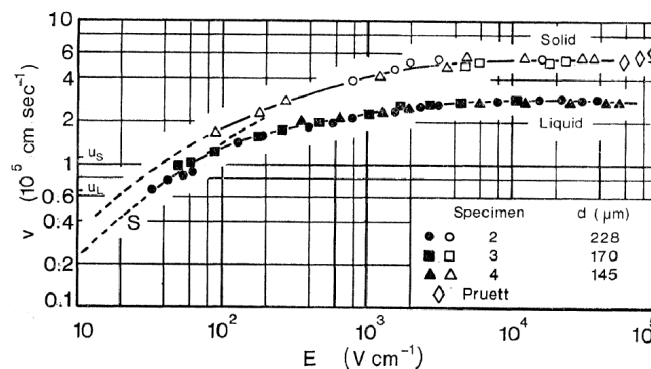


FIG. 1.11 – Dépendance de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique dans le xénon solide (157 K) et liquide (163 K). La courbe S est la courbe théorique Shockley. Pour plus de détails voir l'article de L. S. Miller *et al.* [55]

Un MICROMEGAS comme grille de Frisch

Un MICROMEGAS (MICRO Mesh Gaseous Structure) est une fine feuille de cuivre ($5 \mu\text{m}$) percée de trous de quelques dizaines de microns ($30 \mu\text{m}$) qui est maintenue à $50 \mu\text{m}$ de l'anode du détecteur par des plots de kapton [58](figure 1.12). Il est communément utilisé dans les détecteurs gazeux comme élément d'amplification des charges primaires issues de l'espace de conversion (voir chapitre 4.4.3). Dans le cas particulier du télescope Compton au xénon liquide le MICROMEGAS est utilisé en tant que grille de Frisch [59, 60], le télescope étant une chambre d'ionisation dans laquelle le signal induit est directement proportionnel à l'énergie déposée. Le MICROMEGAS écrante l'induction des charges dérivant dans l'espace de conversion de la TPC jusqu'à leur traversée dans l'espace d'induction. Seule la dérive des charges dans ce microgap est alors à l'origine du signal d'ionisation.

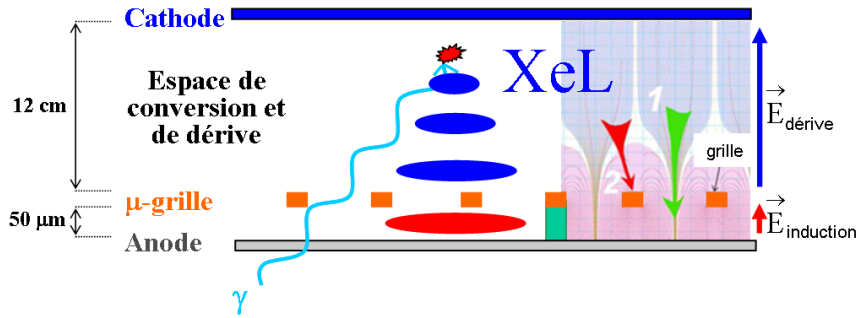


FIG. 1.12 – Un MICROMEGAS comme grille de Frisch pour une TPC au xénon liquide.

Résolution en énergie du détecteur

Elle caractérise la réponse en énergie du détecteur à un rayonnement incident d'énergie E_0 . Lors d'une expérience mesurant cette énergie, les valeurs mesurées de E_0 fluctuent selon une distribution gaussienne d'écart-type σ et de valeur moyenne E_0 . La résolution en énergie en largeur à mi-hauteur est donnée par $2\sigma\sqrt{2\ln(2)}/E_0$ soit $2.35\sigma/E_0$. Deux distributions gaussiennes d'énergie moyenne E_1 et E_2 sont dites résolues lorsqu'elles sont séparées de plus d'une largeur à mi-hauteur. La résolution en énergie du détecteur est le résultat de plusieurs contributions qui s'ajoutent quadratiquement et qui sont : les fluctuations statistiques sur la production des électrons d'ionisation (ou résolution intrinsèque, σ_s), le bruit électronique (σ_e), la contribution ionique (σ_i), le temps de montée du signal (σ_m).

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_e^2 + \sigma_i^2 + \sigma_m^2 \quad (1.11)$$

Bien que le nombre de paires collectées ne soit pas directement proportionnel à l'énergie déposée, la résolution en énergie de la TPC varie en première approximation en $1/\sqrt{E}$, autrement

dit la résolution relative s'améliore pour de forts dépôts d'énergie. La relation entre le dépôt d'énergie et le nombre de paires collectées pour un même champ électrique est dépendante de la densité d'ionisation (dE/dx) le long de la trace qui influe sur le taux de recombinaison [61, 62]. Il apparaît que les charges sont plus difficilement collectées pour de faibles dépôts d'énergie. A titre d'exemple, pour un même champ électrique de 2 kV/cm, S. Kubota *et al.* [63] ont mesuré un facteur de quenching de 10 % dans le cas d'électrons de recul de 976 keV et E. Aprile *et al.* [64] un facteur de quenching de 30 % pour des électrons de recul de 122 keV.

Résolution spatiale

La résolution spatiale de la TPC dépend de la précision de la mesure de l'ionisation par pixel, du parcours de l'électron de recul et de la diffusion du nuage d'électrons suivant un plan transverse au champ électrique de dérive. Cet étalement transverse σ_t s'exprime en fonction du coefficient de diffusion transverse D_t ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$) et du temps de dérive des charges t .

$$\sigma_t = \sqrt{2D_t t} \quad (1.12)$$

Il est le facteur limitant intrinsèque de la résolution spatiale du xénon liquide plongé dans un champ électrique de dérive. Les valeurs mesurées directement ou indirectement du coefficient de diffusion du xénon liquide se trouvent dans un intervalle compris entre 50 et 80 $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ [22]. T. Doke *et al.* et E. Shibamura *et al.* [21] rapportent des coefficients de diffusion transverse proche de 80 $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ ce qui donne un étalement de 270 $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$. V. M. Atrazhev *et al.* [65] quand à eux donnent des valeurs de mobilité et d'énergie caractéristique à 165K qui conduisent à un coefficient de diffusion de 54 $\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$ soit $\sigma_t = 220 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$. La valeur de la diffusion transverse contraint la taille de la segmentation du plancher de lecture du signal d'ionisation et va donc également impacter sur le bruit électronique associé.

Bruit électronique

Le signal électronique primaire n'est pas amplifié dans le gap du MICROMEGAS et peut être faible devant les autres sources de fluctuation. Il est donc important de réduire le bruit électronique au maximum. Depuis peu une électronique front-end intégrée bas bruit IDEF-X [66] comportant 16 voies est testée au laboratoire sur le télescope Compton au xénon liquide. Elle est présentée sur la figure 1.13. Cette électronique est développée par le CEA et intègre un préamplificateur de charge et un shaper. Elle est bondée sur un circuit imprimé sans boîtier et protégé par une résine. Le tableau 1.4 résume ses caractéristiques. Le bruit par voie est estimé à température ambiante est d'environ 720 électrons et d'environ 510 électrons dans le froid à -100°C .

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

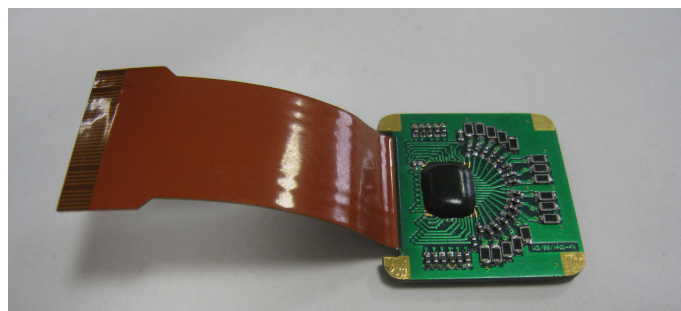


FIG. 1.13 – Electronique bas bruit (IDeF-X) de l'anode segmentée 16 voies pour la chambre à projection temporelle.

Paramètre	Valeur
Taille du chip	$2355\ \mu\text{m} \times 4040\ \mu\text{m}$
Nombre de voies	16
Alimentation	3,3 V
Puissance dissipée	2,26 mW/voie
Gain	200 mV/fC à 6 μs de temps de peaking
Dynamique	$\pm 4.10^4$ électrons

TAB. 1.4 – Principales caractéristiques de l'électronique intégrée bas bruit IDeF-X V1.0

Lecture du signal de scintillation

Le signal de scintillation est utilisé pour déclencher l'acquisition du signal d'ionisation et ne contribue pas à la mesure en énergie du détecteur. En effet, il nous est impossible d'associer temporellement à chaque dépôt d'énergie (chaque vertex) un signal lumineux. Dans le prototype de télescope Compton au xénon liquide nous utilisons un photomultiplicateur spécialement développé pour la détection de la lumière ultraviolette dans le xénon liquide. Dans un premier temps c'est le modèle Hamamatsu R5900-06AL12S-ASSY qui a été utilisé puis remplacé par le R7600-06MOD-ASSY (voir figure 1.14) présentant une meilleure efficacité quantique. Ce dernier présente un encombrement effectif de $28\text{ mm} \times 28\text{ mm}$ pour une photocathode, une zone active, de $18\text{ mm} \times 18\text{ mm}$. L'efficacité quantique de la photocathode bi-alkaline (K-Cs-Sb) est de 38 % à 175 nm, le gain est de 10^6 pour une tension de polarisation de 750V. La fenêtre d'entrée est en quartz.

La détection du signal de scintillation dans le xénon liquide sera plus amplement développée dans le chapitre 2.



FIG. 1.14 – Photomultiplicateur Hamamatsu R7600-06MOD-ASSY utilisé dans la TPC au xénon liquide.

1.3.2 La cryogénie

La cryogénie occupe une place importante dans un dispositif expérimental au xénon liquide. Il est nécessaire d’avoir une puissance suffisante pour liquéfier et maintenir un grand volume de xénon à une température et une pression stables. En effet, le xénon est liquide dans un intervalle de température restreint ($\sim 4^\circ\text{C}$) sous une pression de 1 bar [67](voir figure 1.15). La pression

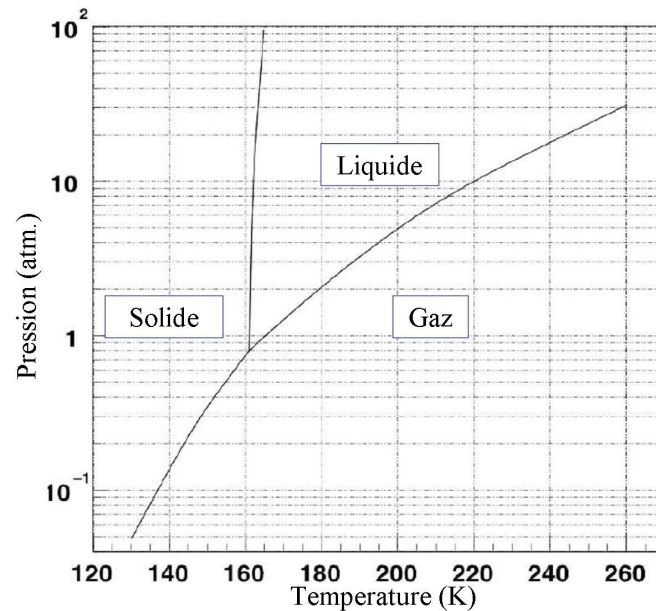


FIG. 1.15 – Diagramme de phase du xénon.

doit être adaptée à la résistance mécanique des matériaux et plus particulièrement ceux utilisés

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

pour les détecteurs. Les photomultiplicateurs, par exemple, sont sensibles aux contraintes mécaniques dues à une forte augmentation de pression ou une solidification du xénon. Ce contrôle précis de la température du xénon est rendu possible par un doigt froid réfrigérant (ou Pulse Tube Refrigerator, PTR, voir figure 1.16) délivrant une puissance de 100 W à 165 K. Il est doté d'un compresseur à hélium de 3 kW et d'un échangeur en cuivre à la surface duquel le xénon se condense. Ce type de PTR a été développé au laboratoire KEK par l'équipe du Professeur Haruyama [68] et a fait ses preuves sur des expériences comme XENON et MEG.



FIG. 1.16 – Doigt froid réfrigérant (ou pulse tube refrigerator, PTR)

La préliquéfaction

Cette phase de cryogénie est essentielle à la réalisation d'une liquéfaction efficace. Elle consiste à refroidir l'ensemble de l'enceinte interne grâce à une pluie de xénon se condensant sur le doigt froid en cuivre. Chaque goutte tombant au fond de l'enceinte va en se vaporisant la refroidir. Ce processus va être plus ou moins long suivant la quantité de matière à refroidir au sein de l'enceinte, typiquement une douzaine d'heures. Dans un premier temps, il faut injecter une faible quantité de xénon gazeux afin d'obtenir une pression de l'ordre de 2 bars. Ainsi l'échange est favorisé auprès du doigt froid et le PTR transmet toute sa puissance de froid au xénon. La température et donc la pression chutent progressivement. Plusieurs injections sont nécessaires, en général trois, représentant quelques 200 g de xénon liquide. Le système s'équilibre jusqu'à obtenir un gradient de température d'environ 20°C entre le haut et le bas de l'enceinte en inox à la fin du précooling.

La liquéfaction

L'enceinte étant correctement préparée, le PTR dispose d'une assez grande puissance de froid pour liquéfier le xénon plus rapidement qu'il ne va se vaporiser. Les pertes de froid sont limitées par le vide d'isolation ($\sim 10^{-9}$ bar) séparant l'enceinte interne de l'externe, et par un manteau de mylar qui entoure l'enceinte interne. Durant cette période, le niveau de liquide suivi par un capteur de niveau (AMI 175 RF capacitance level transmitter), monte à une vitesse de 1 cm.h^{-1} . Nous stoppons la liquéfaction lorsque l'ensemble de la zone active est immergée ce qui représente un total de 20 kg de xénon liquide.

Le cryopompage

Une technique utilisée pour récupérer le xénon dans les bouteilles de stockage est le cryopompage. Cette technique consiste à aspirer le xénon gazeux dans la bouteille de récupération qui est gelée car baignée dans un dewar d'azote liquide. La chute de température sous la température de solidification du xénon entraîne la solidification du xénon dans la bouteille et une chute de pression dans le reste du circuit, ce qui amplifie le phénomène de vaporisation dans le cryostat. On peut également ajouter une petite puissance de chauffe via une résistance souple (MINCO) plaquée sous l'enceinte pour accélérer le retour aux conditions normales de température et de pression. Le vide d'isolation est maintenu tout au long de ce processus sous forme statique afin d'accélérer le réchauffement tout en évitant une condensation et le gel de l'humidité de l'air.

Circulation et purification

Stabilité du système

Il est primordial que les conditions expérimentales (pression, température) ne changent pas au cours de l'expérience ou bien que les conséquences qui en découlent soient parfaitement connues. Une variation de pression du gaz au dessus du liquide ou de la température du liquide lui-même peut entraîner une variation de la vitesse de dérive des charges comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3.1, à raison de $0.5 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ [69]. Pour cela le PTR régulé par un PID (Proportionnal Integral Derivative controler, PID) permet de contrôler les variations de la température au degré près. Le débit de gaz et la pression sont constants au cours de l'expérience pour assurer un renouvellement constant du xénon liquide qui passe par un filtre (MonoTorr Phase II PURIFIER PS4-MT3/15-R/N-1/2) afin de supprimer les impuretés électronégatives susceptibles de dégrader la quantité et la qualité du signal.

Purification

La température du xénon liquide en équilibre de phase sous 1 bar est relativement élevée en comparaison des autres gaz nobles, ce qui rend sa purification difficile. Quelques impuretés sont séparées de la phase liquide par congélation comme une partie de l'eau. Le dioxygène, quand à

lui, reste dissout en solution et l'utilisation d'un filtre adapté est nécessaire durant la continuité de l'expérience pour maintenir un taux d'impuretés extrêmement bas. Celles contenues initialement dans le xénon seront au fur et à mesure capturées par le filtre. Mais continuellement, les matériaux constituant le détecteur (le Teflon[®], le cuivre) mais également les matériaux du circuit extérieur au cryostat rejettent une quantité non négligeable d'impuretés. Il est donc indispensable d'utiliser des matériaux dégazant le moins possible ou de les nettoyer avant usage par étuvage à haute température mais cela n'est pas toujours possible. La température d'étuvage est limitée pour les photomultiplicateurs, notamment qui ne supportent pas une température supérieure à 65°C.

Les impuretés n'ont pas toutes le même taux d'attachement électronique [70] et leur contribution respective à l'atténuation du signal est difficilement réalisable en pratique. C'est pour cela qu'un équivalent en dioxygène sera le plus souvent employé. Le taux d'impuretés électronégatives doit être de l'ordre de la partie par milliard (ppb : part per billion) en équivalent oxygène pour avoir une longueur d'atténuation de l'ordre du mètre. En effet, la concentration en électron $[e(t)]$ décroît exponentiellement en fonction de la longueur de dérive dans le liquide ou de la durée de dérive t et dépend de la concentration en impuretés $[S]$ et de leur taux d'attachement k_s [71].

$$[e(t)] = [e(0)] \exp(-k_s[S]t) \quad (1.13)$$

Certains préfèrent parler de durée de vie électronique τ plutôt que de longueur d'atténuation λ_{att} , les deux grandeurs étant reliées par la vitesse de dérive des électrons $v_{dérive}$.

$$\tau = (k_s[S])^{-1} \text{ et } \lambda_{att} = v_{dérive} \tau \quad (1.14)$$

Les méthodes de purification utilisées sont des réactions avec des métaux, des décharges dans le liquide, l'application de courants ou des pièges moléculaires. Si le signal d'ionisation est sévèrement dégradé par les impuretés électronégatives, la lumière de scintillation est elle aussi atténuée par des molécules telles que l'eau, les hydrocarbures, le diazote [72].

1.4 Résultats obtenus avec la TPC

Les résultats et analyses suivantes font partie de la phase de développement du télescope Compton. Ils nous ont permis de vérifier le bon fonctionnement du système de liquéfaction et de purification mais également de mettre en exergue des points importants tels que la nécessité de réduire le bruit électronique et mécanique et d'augmenter la rapidité de la purification du xénon.

1.4.1 Matériels et méthodes

Le montage expérimental consiste en une source de ^{22}Na (β^+ : $E_{\text{max}} = 545 \text{ keV}$, γ : $E = 1,257 \text{ MeV}$) collimatée placée devant la chambre à projection temporelle (voir la figure 1.17). Nous avons observé les γ de 511 keV, issus de l'annihilation des positons dans le porte source, en coïncidence avec un cristal scintillant d'iodure de césium (CsI) couplé optiquement à un PMT (PhotoMultiplier Tube). La TPC d'une longueur de 12 cm et de 3,6 cm de diamètre est constituée d'un PMT (Hamamatsu R5900-06AL12S-ASSY) pour déclencher l'acquisition du signal d'ionisation qui est lu par un MICROMEGAS servant de grille de Frisch. Les signaux d'ionisation sont amplifiés par un préamplificateur de charge de type ORTEC 142IH basé sur un transistor à effet de champ (IF9030 d'INTERFET) [73]. La lumière UV est guidée jusqu'au PMT par des parois réfléchives de PTFE. Simultanément, les charges, sous l'action d'un champ électrique homogène de 2 kV/cm, dérivent vers l'anode pleine de 6,5 cm². Les caractéristiques géométriques de la grille en cuivre utilisée sont : une épaisseur de 5 μm , des trous de 30 μm avec un entre-axes de 60 μm . La grille est maintenue à 50 μm de l'anode par des plots de kapton. Des mesures de longueur d'atténuation ont été effectuées en suivant l'évolution du pic

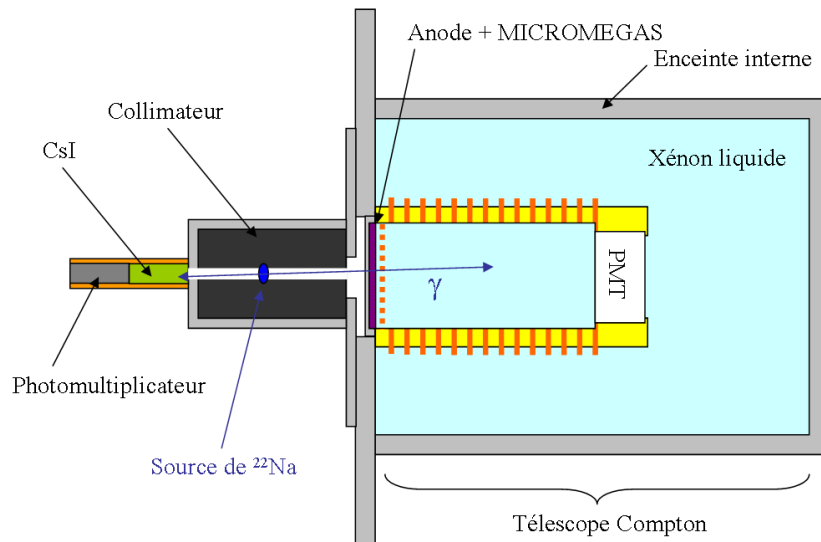


FIG. 1.17 – Montage expérimental. Une source de ^{22}Na collimatée est placée devant le télescope Compton au xénon liquide. L'acquisition est déclenchée en coïncidence avec un cristal de CsI couplé à un photomultiplicateur afin de sélectionner les γ de 511 keV.

photoélectrique à 511 keV interagissant à différentes profondeurs dans le volume sensible de xénon. Un exemple d'évènement photoélectrique est montré sur la figure 1.18. La durée de vie des électrons a été déduite par ajustement de la décroissance exponentielle de l'intégrale des pulses (4 μs) en fonction de la profondeur des interactions correspondantes. La transparence électronique de la microgrille a été mesurée en fonction du rapport de champ $E_{\text{dérive}}/E_{\text{induction}}$

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3 γ

en faisant varier le champ électrique de dérive et en gardant constant celui d'induction.

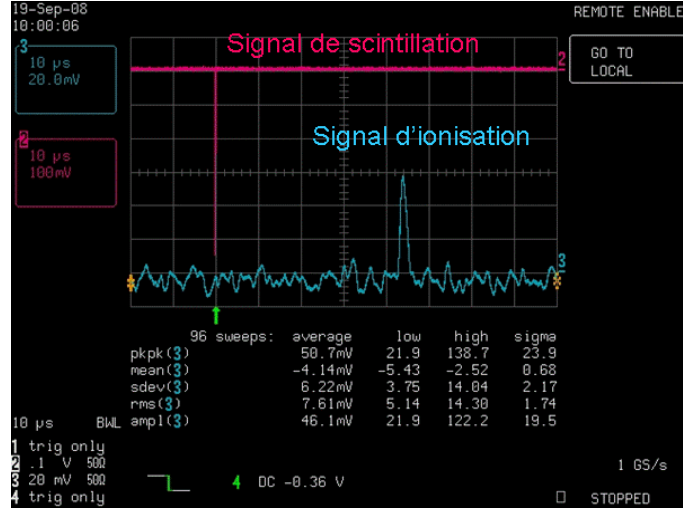


FIG. 1.18 – Signaux de scintillation et d'ionisation créés par effet photoélectrique par un γ de 511 keV dans le xénon liquide.

1.4.2 Résultats

Sélection des évènements issu de l'annihilation

La mesure de la différence temporelle des signaux de scintillation et d'ionisation permet de remonter, via la vitesse de dérive des électrons, à la distribution des évènements photoélectriques dans le xénon. Cette distribution est exponentielle :

$$N(z) = N_0 \exp(-z/\lambda) \quad (1.15)$$

où λ est le libre parcours moyen des photons γ de 511 keV. Cette longueur vaut 3,4 cm [47] dans le xénon liquide à 165K. La courbe de la figure 1.19 nous a permis de confirmer le bon fonctionnement de notre système de coïncidence et la bonne sélection des évènements photoélectriques.

Longueur d'atténuation électronique

La figure 1.20 montre l'évolution de la longueur d'atténuation en fonction de la durée de la purification. Ceci reflète la grande pureté du xénon que nous avons pu obtenir avec le prototype [53]. En effet, après un mois de purification les porteurs de charge peuvent dériver sur un mètre sans être capturés par des impuretés électronégatives. Cette méthode nous a permis de vérifier le bon fonctionnement de notre système de purification.

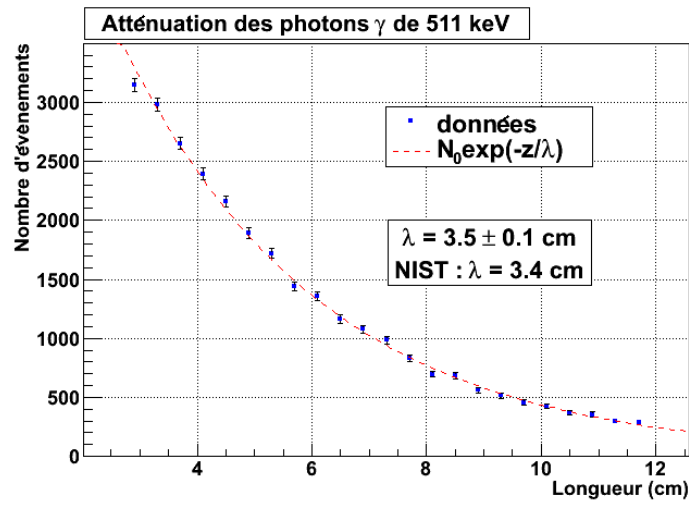


FIG. 1.19 – Décroissance exponentielle du nombre de γ de 511 keV ayant interagi par effet photoélectrique en fonction de la profondeur d'interaction dans le xénon liquide. Les données sont en bleu, l'ajustement exponentiel en rouge.

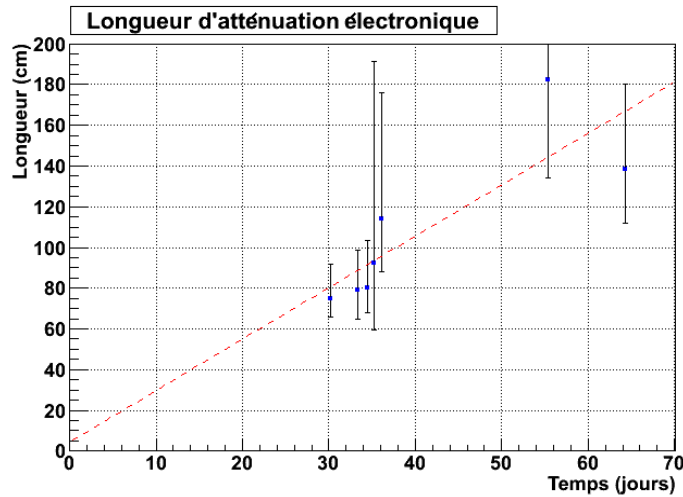


FIG. 1.20 – Evolution de la longueur d'atténuation des électrons dans le xénon liquide pour un champ électrique de 2 kV/cm.

La connaissance de la longueur d'atténuation électronique permet de reconstruire un spectre corrigé des événements photoélectriques comme illustré par la figure 1.21. La distribution des énergies a été ajustée par la somme d'une gaussienne pour le signal et d'une exponentielle pour le bruit. La résolution déduite est de 32 % (FWHM).

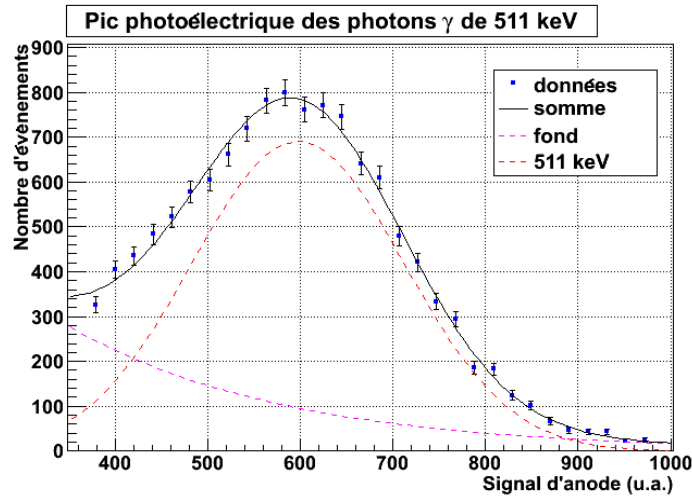


FIG. 1.21 – Spectre en énergie des photons γ ayant interagi par effet photoélectrique. Ce spectre est corrigé de la longueur d’atténuation des électrons dans le xénon liquide. Les données sont en bleu. L’ajustement « somme » en noire est la somme d’une gaussienne (511 keV) en rouge et d’une exponentielle en rose.

Etude de la transparence du MICROMEGAS

Un résultat important concernant la mesure du signal d’ionisation est l’évolution de la transparence électronique de la microgrille totalement immergée dans le xénon liquide. La figure 1.22 montre cette évolution en fonction du rapport de champ $E_{\text{induction}}/E_{\text{dérive}}$. Cette tendance est comparable à celle observée dans des gaz [74, 58]. La transparence atteint un plateau pour un rapport de champ d’environ 50.

1.4.3 Discussions

Les résultats obtenus avec la chambre à projection temporelle sont encourageants. Nous avons pu vérifier le bon fonctionnement de notre système de purification et de cryogénie. Pour la première fois, un MICROMEGAS a été utilisé dans le xénon liquide comme grille de Frisch. Une première caractérisation semble montrer que le phénomène de transparence dans le xénon liquide est similaire à celui observé dans les gaz.

Nous avons néanmoins identifié deux points importants. Premièrement la résolution en énergie que nous avons mesurée est faible et peut provenir de l’électronique mais aussi peut-être de vibrations mécaniques. Les sources de bruits n’ont pas encore été clairement identifiées. Cependant le déport du PTR combiné à une électronique bas bruit (IDeF-X) devrait contribuer à l’amélioration de la résolution en énergie du détecteur. Ensuite, nous avons également mis en évidence que la purification est lente (~ 30 jours pour 20 kg de xénon). Dans le cadre d’un usage clinique la maintenance d’un tel équipement serait énormément demandeuse de temps.

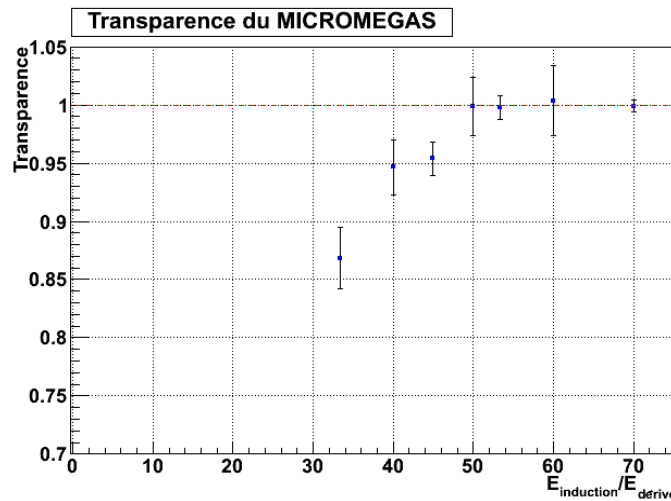


FIG. 1.22 – Mesures de la transparence d’une grille CERN MICROMEGAS ($50\ \mu\text{m}$) dans le xénon liquide utilisée comme grille de Frisch.

C’est pourquoi nous étudions la possibilité de stocker le xénon en phase liquide en le purifiant en continu et la possibilité de le transvaser en phase liquide pour économiser une puissance de froid nécessaire à une reliquéfaction. Cette méthode pourrait permettre de supprimer les phases de prérefrigration et de liquéfaction qui sont longues pour des installations de grande taille. Enfin, il semble que l’efficacité de la purification dépende de la géométrie du détecteur, du cryostat et fasse intervenir des phénomènes de transport complexes.

1.5 Conclusions

Ce chapitre nous a permis de présenter le concept du télescope Compton dédié à une technique d’imagerie innovante, l’imagerie 3γ . Une courte revue bibliographique nous a montré la place de l’imagerie 3γ dans l’imagerie médicale fonctionnelle nucléaire et de son caractère singulier et complémentaire aux techniques d’imagerie existantes comme la TEMP ou la TEP. Nous avons également abordé les caractéristiques des éléments contribuant à ce type d’imagerie, le scandium 44 et le xénon liquide. Nous avons retracé les caractéristiques essentielles du xénon liquide afin d’introduire les premiers résultats expérimentaux obtenus avec le prototype de télescope Compton au xénon liquide qui est en cours de développement au laboratoire. Nous avons notamment montré pour la première fois la possibilité d’utilisation d’un MICROMEGAS comme grille de Frisch immergé dans le xénon liquide.

1. Un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie 3γ

Chapitre 2

De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

Les principales caractéristiques du xénon liquide ont été exposées dans le chapitre précédent, en insistant sur la détection du signal d'ionisation. En effet, la qualité de celui-ci est nécessaire à la réalisation d'une imagerie Compton efficace. Nous allons dans ce chapitre approfondir la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide afin de mieux appréhender les caractéristiques requises au développement d'un photomultiplicateur gazeux dans le domaine ultraviolet. Le premier paragraphe complètera les informations concernant la production de lumière de scintillation lorsqu'un champ électrique est appliqué et pour deux types de rayonnements (γ, α). Les propriétés optiques telles que l'indice de réfraction, la longueur d'atténuation des photons de luminescence et leur réflexion seront discutées. Les principales méthodes de détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide seront ensuite exposées. Un intérêt particulier sera prêté aux photomultiplicateurs gazeux dotés d'une photocathode réfléchive d'iodure de césium.

J.A. Northrop et J.M. Grusky en 1958 initient les premières caractérisations autour de la scintillation du xénon liquide. Ils mettent en évidence l'excellente capacité du xénon liquide à fournir une quantité importante de photons, équivalente à celle du NaI(Tl). Il offre la possibilité de construire des calorimètres efficaces et sensibles. De plus, les paramètres temporels de la scintillation en font un milieu adapté au marquage temporel des événements ionisants et peuvent permettre une discrimination des particules interagissant, par analyse de forme des signaux par exemple [75]. A la différence des cristaux scintillants, il est plus aisé de développer de larges volumes actifs de xénon monolithiques. Cependant, il est nécessaire d'avoir une homogénéité volumique de collection de la lumière pour pouvoir mesurer l'énergie et la position des interactions. Il faut pour cela que la lumière subisse le moins possible d'atténuation.

2.1 Formation du signal de scintillation

2.1.1 Effet du champ électrique appliqué sur le rendement de scintillation

Lorsqu'une particule ionisante interagit avec le xénon liquide il y a production de lumière UV selon deux processus : l'excitation directe et la recombinaison des paires électron-ion. Le taux de paires se recombinant est dépendante de la densité d'ionisation locale. Lorsqu'un nombre élevé de paires se trouve accumulé le long d'une trace elles écrantent le champ électrique extérieur induisant ainsi une perturbation de la dérive des charges et une recombinaison paires-électrons plus importante. La quantité de lumière ainsi produite varie en fonction de l'énergie du rayonnement comme le montre la figure 2.1. La part de recombinaison est plus importante pour les petits dépôts et le taux de scintillation est plus élevé. On observe ici une baisse d'environ 30 % de l'efficacité de scintillation pour des photons γ dont l'énergie est comprise entre 50 et 2000 keV.

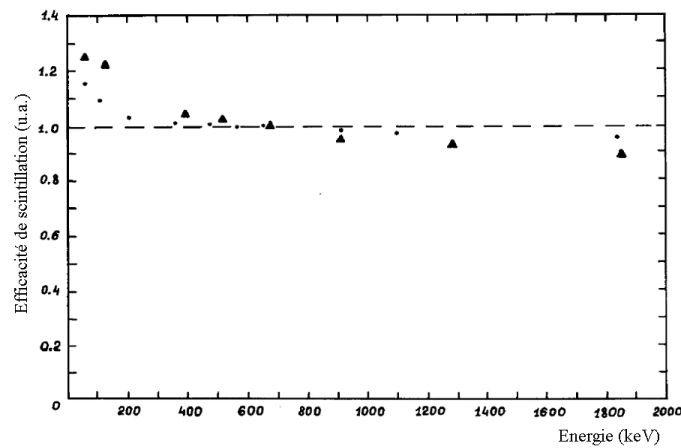


FIG. 2.1 – Efficacité de scintillation en fonction de l'énergie du rayonnement γ dans le xénon liquide (triangles pleins). Les points correspondent à cette même efficacité dans le NaI(Tl) [76].

Le taux de scintillation varie également en fonction de la force du champ électrique appliqué qui conditionne l'efficacité d'extraction des charges. La figure 2.2 illustre cet effet. L'intensité des signaux de scintillation et d'ionisation varient de façon anticorrélée. Enfin, la nature de la particule influe sur la proportion de charges extraites. Cet effet, est extrêmement marqué lorsqu'on compare le cas d'une particule α et des électrons de recul.

2.1.2 Forme des signaux

Les constantes de temps de décroissance de la lumière de scintillation dépendent du type de particule interagissant mais également de l'intensité du champ électrique appliqué comme le

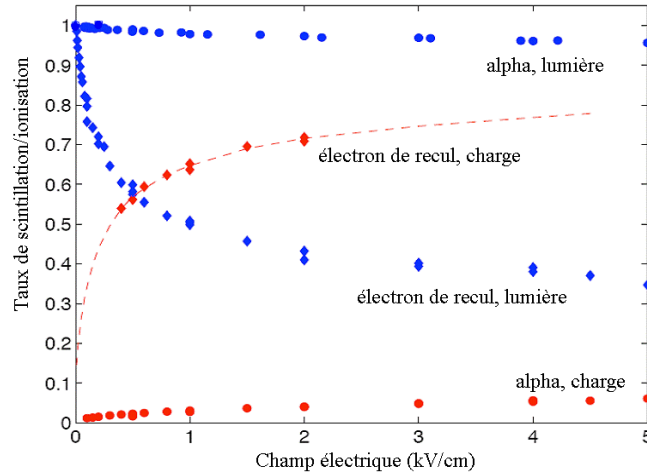


FIG. 2.2 – Evolution du taux de scintillation et d'ionisation en fonction du champ électrique pour des électrons de recul de 122 keV et des α de 5,5 MeV [77].

montre la figure 2.3. Ces propriétés permettent de distinguer des particules par l'analyse de la forme des signaux.

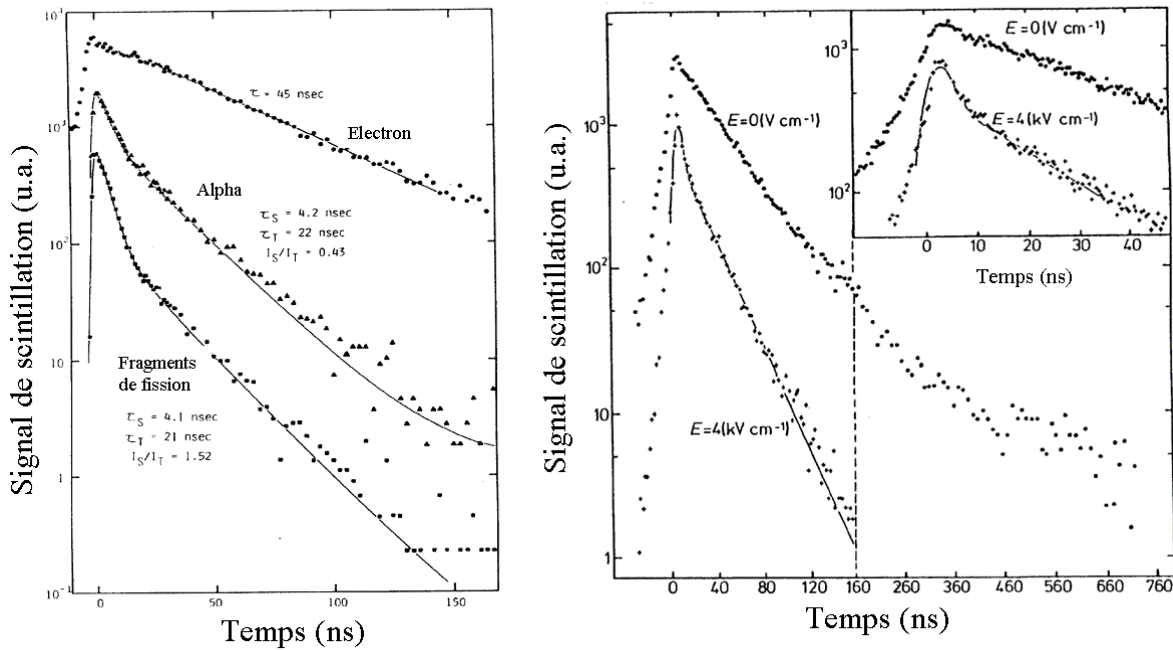


FIG. 2.3 – Courbes de décroissance du signal de scintillation du xénon liquide pour différents types de particules ; des électrons, des α et fragments de fission (à gauche). Courbes de décroissance du signal de scintillation du xénon liquide obtenues avec et sans champ électrique (à droite) [78].

2.2 Propagation de la lumière UV dans le xénon liquide

Les mesures des paramètres optiques (longueur d'atténuation, indice de réfraction) du xénon liquide sont importantes car elles conditionnent le transport des photons au sein du liquide. Cependant ces mesures sont délicates. Elles requièrent un parfait contrôle de la température du liquide mais aussi de sa pureté. N. Ishida *et al.* [79] mentionnent, par observation directe, qu'une mauvaise isolation thermique du système peut induire des flux au sein du liquide dus à de la convection thermique. L'indice de réfraction étant dépendant de la température et de la densité, ceci pourrait expliquer une diffusion de la lumière. Autrement dit, l'homogénéité d'un volume de xénon liquide est importante lorsque le xénon est utilisé comme scintillateur. Enfin, la mesure de la longueur d'atténuation de la lumière de scintillation est étroitement liée au taux d'impureté présent dans le xénon mais aussi à l'indice de réfraction du xénon.

La propagation de la lumière de scintillation du xénon liquide est permise car il est lui-même transparent à sa luminescence. En effet, l'énergie des photons de scintillation est inférieure au seuil d'excitation du xénon [80]. Cependant, il est observé expérimentalement que l'intensité de la lumière de scintillation est atténuée suivant une loi exponentielle :

$$I(z) = I_0 \exp(-z/\lambda_{\text{att}}) \quad (2.1)$$

où λ_{att} est la longueur d'atténuation et z la distance parcourue par le rayonnement dans le milieu. Cette atténuation regroupe deux contributions. La première provient de l'absorption des photons par les impuretés, qui sont principalement l'eau et l'oxygène. Les photons sont alors totalement perdus. La seconde vient de la diffusion élastique des photons et est dominée par la diffusion Rayleigh. Les photons dans ce cas ne changent pas de longueur d'onde et sont seulement déviés. L'atténuation totale peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\frac{1}{\lambda_{\text{att}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{abs}}} + \frac{1}{\lambda_{\text{diff}}} \quad (2.2)$$

avec λ_{abs} la longueur d'absorption et λ_{diff} la longueur de diffusion (Rayleigh). Expérimentalement la longueur d'atténuation effective mesurable est néanmoins plus grande que celle théorique. En effet, la présence de matériaux réfléchissants peut entraîner un biais sur la mesure car une partie des photons détectés peuvent avoir subi des diffusions et réflexions et être collectés par les éléments photosensibles (dans ce cas $\lambda_{\text{att(effective)}} > \lambda_{\text{att}}$).

2.2.1 Atténuation par les impuretés

Parmi les deux impuretés qui sont l'eau et l'oxygène, l'eau est l'élément dominant de l'absorption comme le montre la figure 2.4. Nous pouvons observer que le spectre d'émission du xénon est largement recouvert par celui d'absorption de l'eau et un peu moins par celui de l'oxygène. Cette absorption est sans doute la cause de la grande disparité des mesures de l'indice de

réfraction. En effet, ce sont les faibles longueurs d'onde du spectre d'émission qui sont le plus absorbées, là où l'indice de réfraction peut subir de grandes variations.

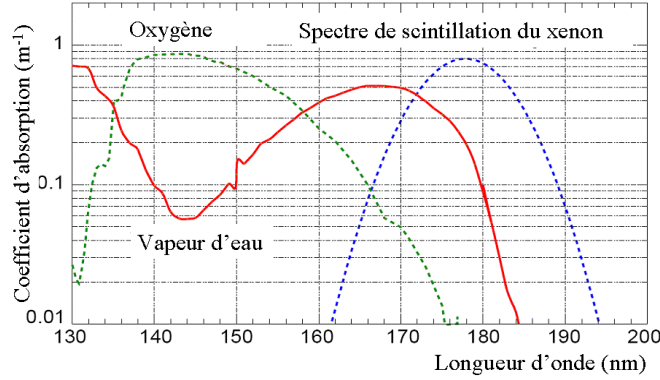


FIG. 2.4 – Spectre d'absorption des photons UV dans 1 ppm de vapeur d'eau et d'oxygène. Le spectre de scintillation du xénon est superposé [81].

Les mesures de longueurs d'absorption sont délicates à réaliser car il faut, en plus d'un système de purification stable, un volume de xénon comparable à la longueur d'absorption que l'on veut mesurer. Il a été montré qu'avec un système de purification performant des longueurs d'atténuation de l'ordre du mètre peuvent être atteintes [80] ce qui correspond à un équivalent oxygène de moins de 1 ppb.

2.2.2 Diffusion Rayleigh

Bien que la longueur d'absorption puisse être élevée un autre phénomène vient perturber la propagation des photons, la diffusion Rayleigh. Ce phénomène intervient lorsqu'un rayonnement électromagnétique traverse un milieu formé de particules dont la taille est très inférieure à sa longueur d'onde. La lumière de scintillation subit des diffusions élastiques par les atomes et conserve sa longueur d'onde. L'onde incidente perturbe l'équilibre établi entre le noyau et son cortège électronique et forme ainsi un dipôle oscillant qui va réémettre une onde diffusée. Ce rayonnement électromagnétique constitue la diffusion Rayleigh. L'intensité rayonnée est dépendante de l'angle d'observation par rapport à la direction incidente du rayonnement. La densité de probabilité associée à la section efficace de diffusion Rayleigh peut être écrite de la manière suivante [82, 83] :

$$dP = \frac{3}{8} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta \frac{d\phi}{2\pi} \quad (2.3)$$

La probabilité pour que l'onde soit rétrodiffusée est équivalente à la probabilité qu'elle soit diffusée vers l'avant ce qui va contribuer au phénomène d'atténuation. La longueur d'atténuation est liée à l'indice de réfraction du milieu, qui caractérise la propagation d'une onde dans un milieu. A. Baldini *et al.* [80] donnent une expression de la longueur de diffusion Rayleigh λ_R

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

en fonction de l'indice de réfraction du xénon liquide selon le raisonnement suivant. Pour un fluide dense, la longueur d'atténuation Rayleigh dépend de la densité ρ et de la température T selon l'expression d'Einstein :

$$\frac{1}{\lambda_R} = \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \left[KT\rho^2 \kappa_T \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T^2 + \frac{KT^2}{\rho c_v} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_\rho^2 \right] \quad (2.4)$$

où c est la vitesse de la lumière, κ_T est la compressibilité isotherme du diffuseur, c_v est la chaleur spécifique, K est la constante de Boltzmann et ε est la constante diélectrique. Le xénon étant un fluide apolaire, la seconde partie de l'équation 2.4 est négligeable. La première partie peut être déduite de l'expression de Clausius-Mossotti :

$$\frac{\varepsilon(\omega) - 1}{\varepsilon(\omega) + 2} = \frac{4\pi N_A \alpha(\omega) \rho}{3M} \quad (2.5)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, $\alpha(\omega)$ est la polarisabilité, M est la masse moléculaire. L'équation d'Einstein 2.4 devient ainsi :

$$\frac{1}{\lambda_R} = \frac{\omega^4}{6\pi c^4} \left[KT \kappa_T \frac{(n(\omega)^2 - 1)^2 (n(\omega)^2 + 2)^2}{9} \right] \quad (2.6)$$

où $n(\omega)$ est l'indice de réfraction du milieu de propagation.

M. Seidel *et al.* [83] ont calculé cette longueur de diffusion pour le xénon liquide à partir de la mesure de sa constante diélectrique pour le spectre d'émission du xénon liquide. Cette longueur est de 30 cm. N. Ishida *et al.* [84] ont quand à eux mesuré une longueur de 29 cm, V.N. Solovov *et al.* [85] trouvent une longueur de diffusion de 36 cm, A. Braem *et al.* [86] trouvent une longueur de 40 cm.

2.2.3 Indice de réfraction

Dans la littérature, on relève un ensemble de valeurs d'indice de réfraction du xénon liquide compris dans l'intervalle [1,54 et 1,69] correspondant à la longueur d'onde d'émission du xénon liquide. V. N. Solovov *et al.* [85] ont mesuré et ajusté par simulation une valeur d'indice de 1,69 (à 170 ± 1 K). A. Braem *et al.* ont trouvé par extrapolation de valeurs mesurées au dessus de 350 nm un indice de 1,59 [86]. G. M. Seidel *et al.* ont déduit d'une valeur de la constante diélectrique un indice réfraction de $n = 1,69$ ($n = \sqrt{\varepsilon}$). K. Ozone [81] dans sa thèse fait l'état d'une valeur de 1,65. T. Doke *et al.* [31] rapportent une valeur de 1,61 dont ils se servent pour effectuer leur simulations, valeur confirmée par T. Haruyama [87]. C'est cette dernière valeur que nous retiendrons dans la suite du document, pour ce qui concerne les simulations notamment.

2.2.4 Réflectivité des matériaux

Les propriétés optiques du xénon liquide (résumées dans le tableau 2.1) sont importantes pour comprendre la propagation de la scintillation dans ce milieu. Les propriétés optiques des matériaux constituant le détecteur le sont également. Pour la plupart des détecteurs, il est important de collecter l'ensemble de la lumière émise. Comme cette émission est isotrope, l'idéal est de couvrir la totalité de l'angle solide. Cependant ce n'est pas toujours possible. Des réflecteurs peuvent néanmoins être utilisés comme le PTFE, l'aluminium, le molybdène, de l'aluminium recouvert de MgF_2 [72, 88]. Le PTFE reste néanmoins le réflecteur de référence de par sa réflectivité. S. Bricola *et al.* [89] ont mesuré la réflectivité de l'aluminium, du PEEK[®], du PTFE et de l'inox à 172 nm à température ambiante. L'inox présente une réflectivité principalement spéculaire et absorbe environ 40 % de la lumière incidente. L'aluminium a une composante diffuse de 60 % mais réfléchit mieux la lumière (70 %). Le PEEK[®] présente également une double composante réflective avec une diffusion moins marquée. Ces mesures effectuées à température ambiante avec une longueur d'onde de 172 nm doivent être refaites à basse température et avec une longueur d'onde de 178 nm. Le PTFE présente également une réflectivité spéculaire et diffuse [90]. M. Yamashita *et al.* [91] évaluent la réflectivité du PTFE entre 88 et 95 % par ajustement avec simulation de la longueur d'atténuation. Mais ils mettent en évidence que la qualité du PTFE, c'est à dire son état de surface, est importante comme le montrent les travaux de I. R. Barabanov *et al.* dans lesquels ils rapportent une valeur de réflectivité de 60 % [76].

Lorsque la détection des photons directs (n'ayant pas subi de réflexion) est requise, pour des mesures de longueur d'absorption par exemple, des matériaux absorbeurs sont utilisés. Des diaphragmes tels que les anneaux de champ (même en inox) minimisent la collection des photons indirectes par la photocathode [85]. Des parois dont la surface est en « zigzag » absorbent la lumière par réflexions multiples [79].

Grandeur	Valeur
Index de réfraction	1,61
Pic de scintillation	178 nm
Largeur du pic (FWHM)	14 nm
Longueur d'absorption	$\geq 1 \text{ m}^*$
Longueur de diffusion Rayleigh	30-50 cm

TAB. 2.1 – Principales propriétés optiques du xénon liquide. (*Dépendante du niveau de pureté)

2.3 Détection et mesure de la scintillation

La photodétection couvre un large domaine de l'instrumentation en physique des particules et de nombreux types de photodétecteurs sont en perpétuelle évolution [92, 93]. Ce paragraphe

se focalisera sur la détection de la lumière UV de scintillation du xénon liquide en milieu cryogénique à travers quatre types de photodétecteurs : solides, à vide, hybrides et gazeux. Nous reprendrons les principes de chacun d'eux et nous aborderons les différentes caractéristiques requises pour la détection de la lumière de scintillation des gaz nobles à travers différentes technologies de photodétecteurs qui doivent, pour être performants, être dotés de matériaux transparents aux UV pour collecter la lumière, de matériaux photosensibles efficaces pour convertir les photons en un signal électronique et d'un système d'amplification adapté afin de pouvoir exploiter ce signal électronique. Actuellement la plupart des expériences utilisant les gaz nobles liquides, que sont le xénon ou l'argon utilisent des tubes photomultiplicateurs (PhotoMultiplier Tubes, ou PMT). Cette technologie est bien connue et de grands efforts de R&D sont effectués, notamment par Hamamatsu Photonics Co [94] qui ont accompagné et accompagnent encore aujourd'hui des expériences en recherche fondamentale comme XENON, LUX [95], XMASS [96]. D'autres types de détecteurs sont proposés comme alternative aux photomultiplicateurs « classiques », les photodiodes à avalanche mais également les photomultiplicateurs gazeux (Gaseous PhotoMultiplier, ou GPM). Ce dernier type de détecteur reste encore peu répandu mais présente des intérêts certains et fait l'objet de recherches intensives.

2.3.1 Principe de la photodétection

Un photodétecteur est un appareil capable de mesurer un flux de photons incident en convertissant l'énergie des photons absorbés en une quantité de chaleur ou de charge mesurable et en restituant les caractéristiques temporelles de la lumière de scintillation. Les premiers sont des détecteurs thermiques (ou bolométriques). Ils ont des temps de réponse assez lents et sont difficiles à mettre en oeuvre pour le domaine ultraviolet. Nous n'en détaillerons pas le fonctionnement dans ce manuscrit. Le second groupe de détecteur utilise l'effet photoélectrique. Dans ce cas l'absorption du photon se traduit par la génération de porteurs de charges mobiles qui sous l'effet d'un champ électrique vont se déplacer et induire un courant mesurable. C'est cette classe de détecteurs qui fera l'objet de la suite de ce chapitre.

L'effet photoélectrique, découvert en 1887 par H. Hertz, peut être exploité de deux manières différentes :

- sous forme de photoinduction, c'est l'effet photoélectrique interne, qui est utilisé dans les photodiodes notamment,
- ou sous forme de photoémission, c'est l'effet photoélectrique externe, qui est utilisé dans les tubes photomultiplicateurs et les photodétecteurs gazeux.

Dans les deux cas, il faut noter que l'effet photoélectrique n'est pas seulement un phénomène de surface et qu'il fait intervenir le matériau photosensible dans son volume. Le modèle communément admis pour décrire l'effet photoélectrique externe est celui dit « à trois pas ». Il y a absorption d'un photon (caractérisé par une longueur d'absorption), puis transport d'un élec-

tron (caractérisé par une longueur de diffusion ou d'échappement), et enfin émission de celui-ci vers le vide. Le lecteur peut se référer à l'article de W. E. Spicer et de A. Herrera-Gómez [97] pour une description phénoménologique de l'effet photoélectrique externe. L'effet photoélectrique interne se résume aux deux premières étapes, les charges sont collectées à la surface du matériau.

L'efficacité quantique

La capacité de photoconversion d'un photodétecteur est caractérisée par son efficacité quantique (EQ). Elle est la probabilité ($0 \leq EQ \leq 1$) qu'un photon incident engendre une paire qui contribue au signal du détecteur. Dans le cas d'une photoémission elle sera égale au rapport du nombre photoélectrons extraits du matériau photosensible sur le nombre de photons incidents.

L'effet photoélectrique externe

La première étape est l'absorption d'un photon par effet photoélectrique. Lorsque l'énergie d'un photon éclairant la surface d'un matériau photosensible est assez grande, l'électron ayant subi l'interaction a l'énergie suffisante pour franchir la barrière de potentiel du matériau et devenir libre. Ce phénomène appelé photoémission ne peut avoir lieu que sous certaines conditions suivant le type de matériau utilisé. Considérons deux types de matériaux, les photocathodes métalliques et les photocathodes semi-conductrices. Les photocathodes métalliques sont les plus anciennes connues mais leur efficacité quantique est bien inférieure à celle des semi-conducteurs. Elle est de l'ordre de 10^{-4} contre quelques pourcents pour les semi-conducteurs. En effet, premièrement, les métaux possèdent une forte réflectivité et à l'inverse les semi-conducteurs ont une faible réflectivité et absorbent bien les photons. Le libre parcours des photons doit néanmoins être inférieur à la longueur d'échappement des photoélectrons pour maximiser l'EQ mais nous y reviendrons par la suite. Deuxièmement, la probabilité d'extraction du photoélectron va dépendre du nombre et de la nature des collisions qu'il va subir durant son transport jusqu'à la surface. Le photoélectron a une énergie cinétique qui est inférieure aux autres électrons du milieu et il va perdre peu à peu cette énergie et diffuser dans le milieu. Mais il doit conserver une énergie suffisante pour s'extraire du matériau. Dans les métaux la densité d'électrons libres est forte. Les photoélectrons subissent principalement des collisions électron-électron et ne peuvent parcourir que quelques couches d'atomes. Dans les semi-conducteurs, les photoélectrons sont principalement diffusés par le réseau et les pertes d'énergie sont moindres. Les photoélectrons peuvent alors parcourir quelques dizaines de nanomètres avant d'être extraits.

L'effet photoélectrique pour un métal et pour un semi-conducteur est représenté sur les diagrammes d'énergie de la figure 2.5. Dans le cas d'un métal illuminé par un rayonnement monochromatique d'énergie $h\nu$, les électrons d'énergie inférieure au niveau de Fermi (état de plus haute énergie occupé par les électrons d'un matériau au zéro absolu) ont une énergie maximale

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

E_{\max} définie par la relation d'Einstein :

$$E_{\max} = h\nu - W \quad (2.7)$$

où W , appelée fonction de travail, est l'énergie séparant le niveau de Fermi du niveau du vide (où le photoélectron est supposé au repos sans influence du matériau) (par exemple $W_{\text{Cu}} = 4,7$ eV). Pour ce qui concerne les semi-conducteurs, les électrons sont pour la plupart émis depuis la bande de valence vers le vide. Dans ce cas l'énergie maximale des électrons s'exprime de la manière suivante :

$$E_{\max} = h\nu - (E_g + \chi) \quad (2.8)$$

où E_g est l'énergie de gap séparant le haut de la bande de valence du bas de la bande de conduction et χ est l'affinité électronique du matériau qui est l'énergie séparant le bas de la bande de conduction du niveau du vide (par exemple $E_g(\text{Si}) = 1,11$ eV, $\chi(\text{Si}) = 4,05$ eV). L'énergie maximale (E_{\max}) n'est en principe jamais atteinte car les électrons perdent une partie de leur énergie par collisions avec le réseau durant leur transport entre le lieu de l'interaction et la surface du semi-conducteur. Le phénomène d'émission sera donc favorisé si le lieu d'absorption se situe à la surface du matériau.

Enfin, certains semi-conducteurs présentent une affinité électronique négative comme le phosphate de gallium (GaP). Le potentiel du vide est alors situé dans le diagramme d'énergie au dessous de la bande de conduction. Les électrons arrivant proche de la surface du matériau voient un potentiel attractif qui tend à les éjecter. Ces matériaux sont préférés aux autres semi-conducteurs mais ils sont également plus réactifs chimiquement.

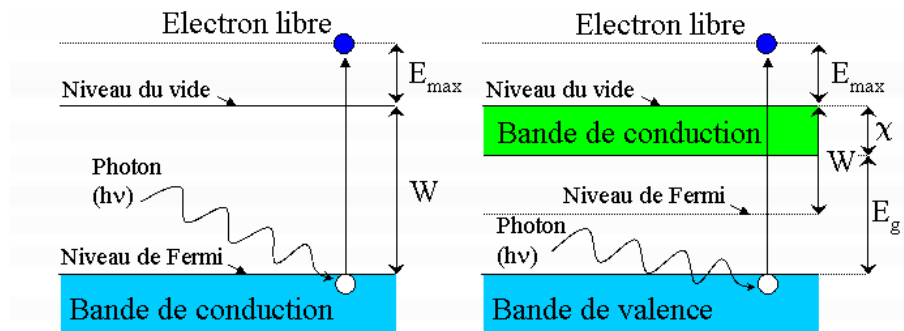


FIG. 2.5 – Représentation schématisée de l'effet photoélectrique dans les métaux (à gauche) et dans les semi-conducteurs (à droite). W est la fonction de travail, χ est l'affinité électronique et E_g est l'énergie de gap.

L'effet photoélectrique interne

L'effet photoélectrique interne dans un semi-conducteur est le résultat de l'absorption d'un photon qui permet la création d'une paire électron-trou au sein du matériau, résultant du passage d'un électron de la bande de valence sur la bande conduction. Les porteurs de charge peuvent se mouvoir vers leurs électrodes respectives sous l'action du champ électrique.

Efficacité quantique et longueur d'onde

C'est principalement le coefficient d'absorption, combiné aux phénomènes de transport, qui rend l'EQ dépendante de la longueur d'onde. Nous venons de voir que le seuil d'émissivité photoélectrique est donné par l'énergie de gap du semi-conducteur et l'affinité électronique ($E_g + \chi$). Ce seuil fixe donc une longueur d'onde limite à partir de laquelle le matériau devient photosensible. La profondeur d'interaction au sein du matériau, qui dépend de l'énergie du rayonnement incident, va conditionner la longueur du transport des électrons jusqu'à leur extraction.

2.3.2 Couplage optique entre le xénon liquide et le photodétecteur

Dans le cas précis du xénon liquide les photodétecteurs doivent être immergés. Les photons doivent donc pouvoir atteindre les éléments photosensibles qui permettent la conversion de la lumière en un signal électronique exploitable. Suivant la technologie choisie, le couplage, c'est-à-dire la transmission des photons entre le scintillateur et le photodétecteur, peut se diviser en deux groupes. Les photodétecteurs solides tels que les photodiodes et autres semi-conducteurs dérivés n'ont pas besoin d'être isolés du milieu liquide puisque la photoconduction est interne au solide. Des phénomènes de réflexions peuvent avoir lieu à l'interface semi-conducteur-liquide mais la plupart des photons seront absorbés. Le deuxième groupe de photodétecteurs est celui nécessitant un milieu amplificateur différent de celui du xénon liquide et donc une fenêtre d'entrée. Ceci concerne les tubes photomultiplicateurs « classiques » ou hybrides fonctionnant en vide poussé et les photomultiplicateurs gazeux dans lesquels l'amplification s'effectue dans des gaz qui ne doivent pas entrer en contact avec le xénon liquide.

La fenêtre d'entrée d'un photodétecteur constitue la première interface que les photons doivent franchir. Pour limiter la réflexion à l'interface scintillateur fenêtre, la différence d'indice optique doit être faible comme le montre l'expression (2.9). R est définie comme la probabilité ($0 \leq R \leq 1$) pour une onde franchissant une interface, entre deux milieux d'indice n_1 et n_2 , en incidence normale (ou la réflexion est minimale) de subir une réflexion :

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.9)$$

De plus, le matériau de la fenêtre doit atténuer le moins possible les photons. Malheureusement

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

peu de matériaux sont transparents dans le domaine du VUV. Il faudra donc réduire le plus possible leur épaisseur tout en conservant une bonne tenue aux efforts de pression. Enfin, le matériau de la fenêtre devra être stable chimiquement au contact du scintillateur ou de l'air lors de la préparation du détecteur.

Pertes par atténuation

Tout rayonnement électromagnétique dans le domaine de longueur d'onde inférieure à 300 nm et supérieure à 10 nm est dit ultraviolet. Ces rayonnements sont énergétiques et peu de matériaux ont des énergies de gap assez élevée pour ne pas contribuer à l'absorption de ces photons. Les matériaux ne doivent pas posséder de bandes d'absorption aux longueurs d'ondes considérées. Des matériaux comme les verres de silice (ou quartz synthétiques connus sous leur nom commercial : Suprasil, Spectrosil, etc...), le fluorure de magnésium (MgF_2) et autres fluorures (fluorure de calcium (CaF_2), de barium (BaF_2) ou de lithium (LiF)) ou encore le Saphir présentent des transmissivités acceptables dans le VUV. Il est cependant difficile de trouver des valeurs de transmission universelles car elles dépendent énormément du degré de pureté et des méthodes de fabrication de ces matériaux. On peut tout de même classer un certain nombre de matériaux suivant leur longueur d'onde de coupure, c'est-à-dire la longueur d'onde correspondant à une transmission de 10 % (voir le tableau 2.2). Des phénomènes de vieillissement des matériaux par des flux de photons intenses (solarisation) et leur état de surface (diffusion) peuvent également perturber leur transmissivité mais si ces effets sont importants dans les domaines demandant une optique de précision (lasers) ils sont négligeables pour nos applications.

Matériaux	Formulation	Longueur d'onde de coupure (nm)	Indice de réfraction à 178 nm
Fluorure lithium	Cristal LiF	105	1,46 [98]
Fluorure de magnésium	Cristal de MgF_2	115	1,44 [99, 91]
Fluorure de calcium	Cristal de CaF_2	120	1,53 [98]
Saphir	Cristal d' Al_2O_3	140	1,95 [100]
Silice fondue	SiO_2 amorphe	~ 130	1,60 [31, 85]
Quartz	Cristal de SiO_2	145	idem

Les valeurs de longueurs d'onde de coupures sont extraites du handbook de R. W. Waynant et M. N. Ediger [101].

TAB. 2.2 – Propriétés des principaux matériaux utilisés en optique du VUV.

Pertes par réflexion totale

Au premier ordre, la quantité de photons franchissant l'interface scintillateur-fenêtre est restreinte par la relation déduite de la loi de Snell-Descartes qui donne l'angle maximum (angle

critique θ_c) suivant lequel les photons peuvent arriver à une interface sans être totalement réfléchis.

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_f}{n_s}\right) \quad (2.10)$$

où n_f et n_s sont respectivement l'indice de réfraction de la fenêtre et du scintillateur. Cette relation n'a de sens que lorsque n_f est inférieur à n_s . Dans le cas contraire aucune réflexion totale ne peut avoir lieu. Les matériaux avec un indice de réfraction proche de celui du xénon liquide seront donc préférables. Les indices des principaux matériaux utilisés en optique dans le domaine ultraviolet sont répertoriés dans le tableau 2.2. Ils sont considérés constants avec la température. Très peu de travaux ont étudié la transmission des matériaux dans l'UV et en cryogénie. Il semble que l'influence de la température sur l'indice de réfraction soit cependant négligeable [102, 103]. Une étude par simulation montrera l'effet des indices des matériaux sur la détection plus en détail dans le chapitre 3.

Stabilité

Les fenêtres doivent être stables chimiquement et résister aux efforts de pression de quelques bars. Le quartz est résistant et très peu réactif. Il est le matériau le plus utilisé car il est également facile à produire et donc peu cher. Il se décline selon de nombreux niveaux de qualité. Le CaF_2 est hygroscopique comme la plupart des fluorures. L'absorption d'eau à la surface des fenêtres contribue à l'absorption des UV et peut engendrer des contraintes de déformation. De plus, c'est un matériau tendre et qui peut facilement s'ébrécher. Le MgF_2 , quant à lui, n'est pas hygroscopique mais il est assez fragile. Le saphir est un matériau très résistant, presque autant que le diamant. Il est cependant très cher en grande partie car il ne peut être travaillé que très difficilement (polissage avec de l'acide fluorhydrique). Les comportements de ces matériaux dans le froid sont définis par leur coefficient d'expansion thermique mais également par celui de leur support. Nous en reparlerons dans le chapitre 4.

2.3.3 Les photodétecteurs solides : Photodiodes et photodiodes à avalanche

Principe des photodiodes et description

Une **photodiode** est un semi-conducteur (silicium) consistant en une jonction P-N, jonction entre une zone P, où les porteurs libres sont des trous, et une zone N, où les porteurs libres sont des électrons. La zone P est dopée avec des impuretés acceptrices, des atomes de bore ou de gallium, en très faible quantité ($\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$) afin d'avoir une majorité de trous comme porteur de charge. La zone de type N est dopée quand à elle avec des atomes donneurs comme le phosphore ou l'arsenic faisant apparaître une majorité d'électrons comme porteurs de charges. Un équilibre s'établit entre ces deux zones laissant place à une zone dite de déplétion (ou zone de charge d'espace) d'environ $0,5 \mu\text{m}$ qui est dépeuplée de porteurs mobiles [104]. Une polarisation inverse (la région de type P a une polarisation négative par rapport à la région de type N)

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

permet d'appliquer un champ électrique séparant les charges créées lors de l'interaction d'un photon dans cet espace. Les charges migrent vers leur électrode respective pour y induire un signal. La photodiode, qui comme les photocathodes est un semi-conducteur, possède une énergie de gap caractéristique E_g qui fixe un seuil de création de charges libres. Les photons incidents devant avoir une énergie $h\nu$ supérieure ou égale à E_g (3,6 eV pour le silicium) pour assurer le passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction. Sous l'application du champ électrique les charges libérées vont induire des signaux rapides avec une bonne résolution en énergie. Cependant l'efficacité quantique de ces diodes est réduite par la recombinaison des paires dans le semi-conducteur et par le volume restreint des zones de déplétion. Une évolution des photodiodes est la **photodiode PIN**. En intercalant une zone de semi-conducteur intrinsèque entre les zones de type N et P la zone de conversion en est augmentée. Cependant, le signal n'est pas amplifié. Les **photodiodes à avalanche** (avalanche photodiode, ou APD) reposent sur le même principe. Néanmoins, le champ électrique au sein de la zone de déplétion est plus intense permettant une amplification des porteurs de charge jusqu'à 10^4 par collision ionisante avec les atomes du réseau cristallin. L'ajustement du dopage du semi-conducteur permet d'augmenter la taille de cette zone et donc d'en augmenter l'efficacité quantique. Les APD peuvent être utilisées pour la réalisation de plans de lecture 2D mais la petite surface de tels détecteurs reste un facteur limitant de cette technologie.

Applications

V. N. Solovov *et al.* [105] en 2002 ont pour la première fois montré le bon fonctionnement d'une APD de large surface ($0,2 \text{ cm}^2$) sans fenêtre d'entrée (Large avalanche Photodiode, ou LAAPD d'Advanced Photonix [106], voir la figure 2.6) totalement immergée dans le xénon liquide en observant des signaux de scintillation de source de photons γ et d'alphas. La meilleure résolution en énergie obtenue est de 10 % (FWHM) pour des alpha de 5,5 MeV avec un gain de 200, et la meilleure résolution temporelle de 0,9 ns pour un gain de 605. L'EQ de cette LAAPD a été estimée proche de 100 %. D'autres travaux de K. Ni *et al.* [107], de R. Chandrasekharan *et al.* [108], de P. Shagin *et al.*, et d'E. Aprile *et al.* [109] rapportent des valeurs d'efficacité quantique comparables et bien supérieures à celles obtenues avec des PMT. De plus, leur présence au sein du liquide ne semble pas perturber la pureté de celui-ci. Les LAAPD semblent donc intéressantes pour la détection de la lumière de scintillation des gaz nobles liquides. Cependant, si les volumes de détection des gaz nobles liquides tendent à s'agrandir, la surface des photodiodes reste limitée ($< \text{cm}^2$).



FIG. 2.6 – Photographie d'une APD large surface (LAAPD) développée par Advanced Photonix Inc. utilisée par V. N. Solovov *et al.* dans le xénon liquide [105].

2.3.4 Les détecteurs à vide : Tubes photomultiplicateurs

Principe

Le tube photomultiplicateur (PhotoMultiplier Tube) est né en 1930 des travaux d'un ingénieur physicien russe L. A. Kubetsky [110]. Capable d'amplifier de faibles courants jusqu'à un million de fois, le PMT est constitué d'une source d'émission primaire d'électrons, la photocathode, de sources d'émission secondaires, polarisées à des potentiels croissants à travers un pont diviseur de tension, appelées dynodes pour l'amplification, et d'une électrode de collection, l'anode pour la lecture du signal. L'ensemble est scellé sous vide. L'illumination de la photocathode par une source de photons induit l'émission par effet photoélectrique de photoélectrons. Ceux-ci sont focalisés et accélérés par un champ électrique jusqu'à la première dynode par une ou plusieurs électrodes de focalisation. Le signal électronique est amplifié par l'émission secondaire de nouveaux électrons de chaque dynode et les charges sont collectées à l'anode. La figure 2.7 illustre ces différentes étapes. Une description détaillée de chacune de ces étapes est disponible dans le Handbook d'Hamamatsu Photonics [111].

La photocathode

Les photocathodes sont pour la plupart des semi-conducteurs composés de métaux alcalins car ils possèdent des fonctions de travail faibles favorisant la photoextraction. Elles peuvent être utilisées semi-transparente (déposées sur la face interne de la fenêtre d'entrée) ou réfléchive (déposée sur une électrode en regard de la fenêtre). Leur épaisseur, variant de quelques dizaines de nanomètres à une centaine de nanomètres, est ajustée suivant qu'elles sont réfléchives ou semi-transparentes. Les photoélectrons sont extraits de la face qui est illuminée ou de l'autre respectivement. Nous reviendrons sur ces deux modes d'utilisation dans le paragraphe traitant des photomultiplicateurs gazeux. L'EQ quantique des photocathodes varie suivant la longueur d'onde et toutes ne peuvent être utilisées dans le VUV. Voici une liste non exhaustive des photocathodes qui correspondent au domaine de longueur d'onde qui nous intéresse [112, 111] :

- les photocathodes d'iodure de césium (CsI), et de tellure de césium (CsTe) sont dites « solar blind » car elles sont insensibles aux rayonnements du visible et seulement aux rayonnements UV,
- les photocathodes d'antimoniure de césium (CsSb),

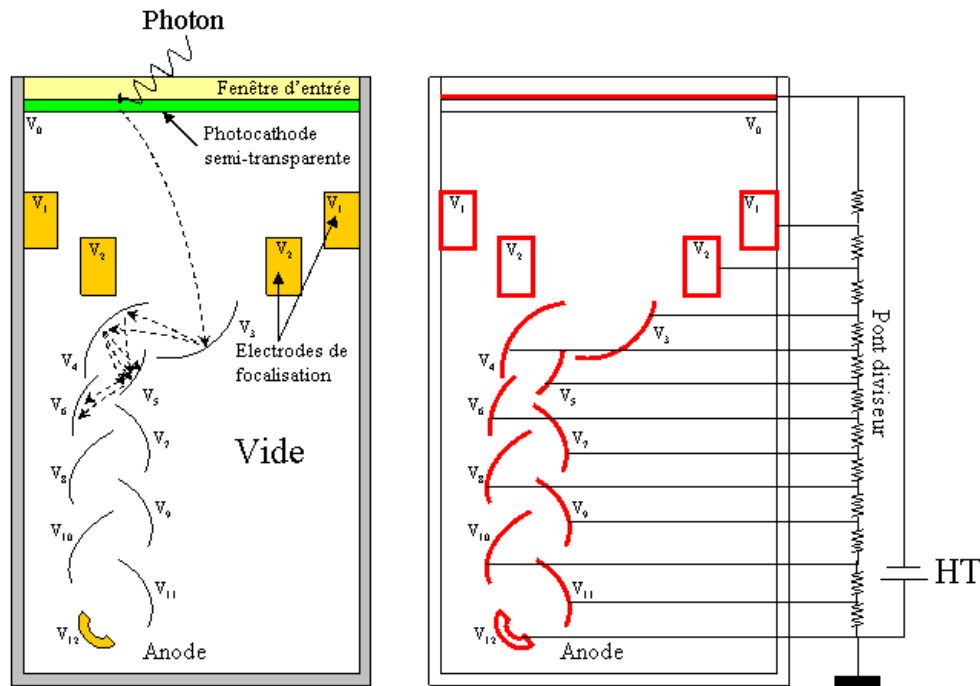


FIG. 2.7 – Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur (à gauche). Les électrodes sont polarisées à des potentiels croissants ($V_0 < V_1 < V_2$, etc ...) par un pont diviseur de tension (à droite) afin de multiplier et de collecter les charges primaires.

- les photocathodes bialcalines : Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs,
- les photocathodes multialcalines : Na-K-Sb-Cs,
- l'arséniure de gallium (GaAs), etc ...

Les photocathodes bialcalines sont très réactives et sont difficilement utilisables en milieu gazeux. Elles sont protégées dans les tubes photomultiplicateurs dans lesquels règne un vide poussé.

La collection des photoélectrons et des électrons secondaires

Il est important de collecter l'ensemble des photoélectrons issus de la photocathode. Pour cela des électrodes de focalisation permettent l'application de forts champs électriques maximisant l'efficacité de collection. Les photoélectrons suivent alors les lignes de champs. Le transport des électrons secondaires entre chaque dynode est déterminant pour la réponse temporelle du PMT. Leur parcours doit être orienté idéalement afin de minimiser leur temps de transit de la photocathode jusqu'à leur collection et leur étalement. Différents arrangements de dynodes peuvent alors être adoptés.

Les dynodes

Les dynodes d'inox, de nickel, d'alliage cuivre-beryllium sont recouvertes d'un matériau favorisant l'émission secondaire comme l'oxyde de beryllium (BeO), l'oxyde de magnésium (MgO), le phosphate de gallium (GaP). Elles permettent une amplification du signal électronique par le phénomène d'émission secondaire. Un photoélectron ou électron secondaire, accéléré dans le vide entre deux électrodes, peut arracher un ou plusieurs électrons secondaires à la surface d'une dynode, qui a leur tour arrachent des électrons secondaires et ainsi de suite jusqu'à leur collection sur l'anode.

La succession de dynodes peut être remplacée par une ou plusieurs galettes à microcanaux (Microchannel Plates, ou MCP ; voir figure 2.8). L'application d'une différence de potentiel de part et d'autre permet, lorsqu'un photoélectron pénètre dans un tube et frappe une paroi, de provoquer des émissions secondaires et d'amplifier le signal. Chaque tube agit donc comme un amplificateur. Ces systèmes permettent de rendre les photomultiplicateurs plus compacts. Les surfaces internes peuvent également être recouvertes de matériaux photoémissifs.

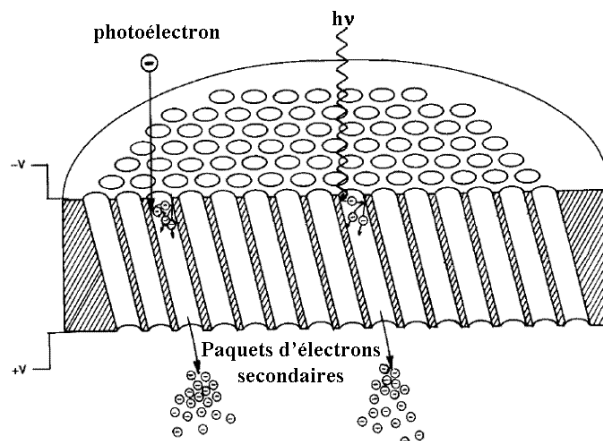


FIG. 2.8 – Schéma du fonctionnement d'une galette à microcanaux. Les photoélectrons ou les photons UV peuvent engendrer par émission secondaire ou par effet photoélectrique la naissance d'une cascade électronique [101].

Applications

Les PMT sont les photodétecteurs les plus utilisés pour la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide car ils ont des résolutions temporelles extrêmement précises et de forts gains même à basse température. Ils sont idéaux pour des applications comme la TOF-PET [31] ou le déclenchement de chambres à projection temporelle [24]. Ils permettent également de reproduire la décroissance des signaux de scintillation ce qui permet de discriminer la nature des particules par analyse de forme des signaux.

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

De nombreuses tailles¹ et formes de PMT sont disponibles (voir figure 2.9) ce qui permet de former des plans entiers de détection en minimisant la taille des interstices. Toutefois la surface active des PMT ne couvre pas la totalité de la surface totale occupée laissant ainsi des zones mortes entre chacun. Enfin, les contraintes de pression, sur les fenêtres d'entrée et de focalisation des photoélectrons primaires, tendent à donner des formes bombées aux fenêtres d'entrée notamment pour des PMT de large diamètre.

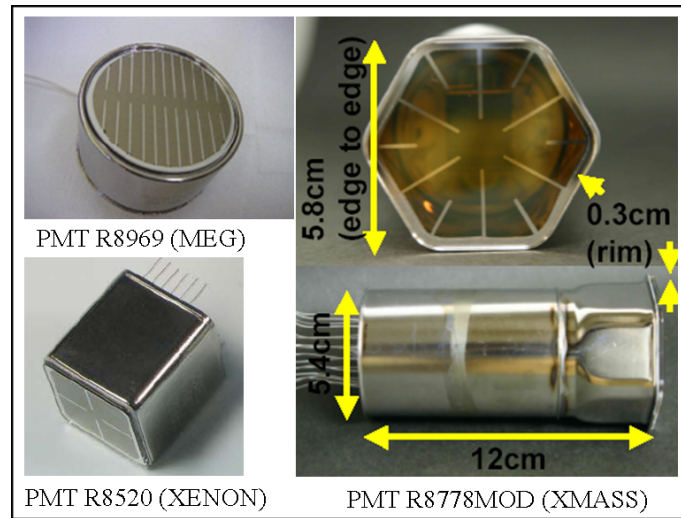


FIG. 2.9 – Echantillon de tubes photomultiplicateurs disponibles pour la photodétection dans le xénon liquide : PMT R8969 circulaire de deux pouces de diamètre développé pour MEG, le PMT R8520 d'un pouce de côté utilisé dans XENON100 et le PMT R8778MOD hexagonal d'XMASS.

2.3.5 Les photodétecteurs hybrides

Principe

C'est en 1957 que N. Sclar *et al.* [113] proposent le concept de détecteurs hybrides en mettant en évidence que le bombardement électronique d'un semi-conducteur au niveau d'une jonction P-N engendre la création de paires électron-trou. Les **photodétecteurs hybrides** (Hybrid PhotoDetectors, ou HPD) utilisent donc d'une manière détournée les photodiodes. Les photons sont convertis par une photocathode semi-transparente, déposée sur la face interne d'une fenêtre d'entrée (comme les PMT), et sont accélérés sous vide et focalisés sur la photodiode dans laquelle se produisent des ionisations accompagnées de processus d'avalanche, s'il s'agit d'APD. Chaque photoélectron va engendrer dans une anode en silicium la création d'environ 275 paires électron-trou par keV d'énergie d'accélération. Avec un gap de 20 kV de tension accélératrice le gain de l'HPD est de $5,5 \cdot 10^3$. Ces faibles gains en comparaison des PMT requièrent l'utilisation

¹Nous parlerons souvent dans la suite du manuscrit en pouces : 1 pouce = 2,54 cm.

de préamplificateurs de charges pour traiter le signal. Le lecteur pourra se référer à la revue de C. D'Ambrosio et H. Leutz [114] pour plus de détails.

Applications

Plusieurs géométries d'anodes peuvent être adoptées suivant l'application visée. Les tubes photomultiplicateurs hybrides (Hybrid Photomultiplier Tubes, ou HPMT), dotés d'une simple anode de silicium, sont adaptés au comptage des photons car ils permettent d'atteindre de faibles niveaux de bruit électroniques. Les détecteurs multi-anodes (Multi-Anode Photon detector (MAP) tubes) permettent de réaliser la reconstruction de la densité incidente de photons. L'HPD QUPID (QUartz Photon Intensifying Detector) qui a été développé par l'université de Californie, Los Angeles et Hamamatsu est un bon exemple d'HPMT [115]. C'est une semi-sphère de 3 pouces de diamètre. Les photoélectrons issus de la photocathode sont focalisés par une tension accélératrice 10 kV sur une photodiode à avalanche comme l'illustre la figure 2.10. Les photoélectrons primaires créent alors ~ 2000 paires qui sont amplifiées d'un facteur 30 par avalanche dans le semi-conducteur.

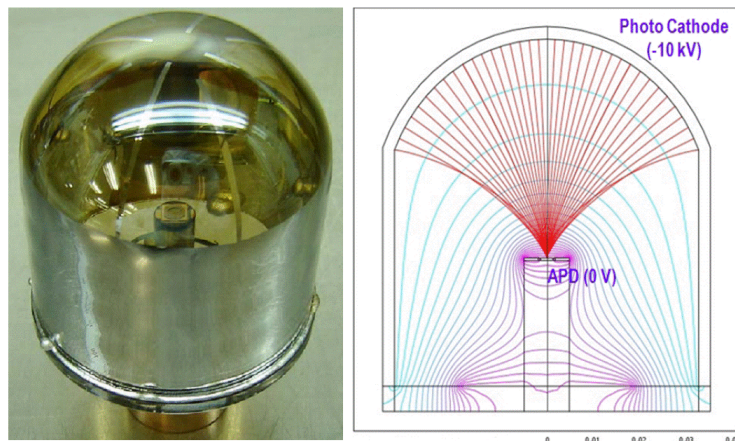


FIG. 2.10 – Photographie du QUartz Photon Intensifying Detector (QUPID) (à gauche). Les photoélectrons extraits de la photocathode semi-transparente sont focalisés suivant les lignes de champ, modalisées en rouge sur le schéma de droite, vers une photodiode à avalanche (à droite).

2.3.6 Les photodétecteurs gazeux

Le xénon liquide comme nous l'avons vu dans le premier chapitre est un excellent scintillateur mais la détection de sa luminescence n'en est pas moins aisée, notamment à cause de la basse température. Plusieurs possibilités de photodétections peuvent être envisagées. Les photons émis dans la phase liquide peuvent être convertis par une photocathode immergée dans le liquide [116, 117, 118] mais les photoélectrons doivent être extraits hors de celui-ci pour

être amplifiés en phase gazeuse [119]. En effet, si l'amplification des charges est possible dans les gaz avec des champs électriques de quelques dizaines de kV/cm elle est très difficilement maîtrisable dans les liquides et nécessite des champs très élevés (~ 1 MV/cm) [69]. Les photons peuvent être également convertis par une photocathode placée dans le gaz au dessus du liquide [120, 121]. Ces deux premières méthodes de détection nécessitent un détecteur double phase dans lequel le gaz noble liquéfié est recouvert d'une couche de gaz froid [122]. Pour ce qui concerne le Télescope Compton au xénon liquide le xénon n'est présent que sous forme liquide et la détection des photons de scintillation ne peut se faire qu'à travers une fenêtre transparente séparant le photomultiplicateur gazeux du xénon liquide.

Principe

Depuis l'invention du premier détecteur gazeux, le compteur Geiger-Müller [123] en 1908, les développements en relation avec la physique expérimentale ont donné naissance à de nombreux types de détecteurs qui ont révolutionné la physique des particules. Parmi ces détecteurs, nous pouvons citer le compteur proportionnel à fils (MultiWire Proportional Chamber, ou MWPC) présenté en 1968 par G. Charpak *et al.* [124] et qui lui a valu le prix Nobel en 1992. Les détecteurs gazeux proportionnels sont basés sur la multiplication de charges primaires issues de l'ionisation des molécules de gaz par un rayonnement incident. Sous l'effet d'un champ électrique les charges dérivent et induisent par collisions successives avec les molécules de gaz une avalanche électronique. Les charges sont ensuite collectées sur leur électrode respective (les électrons par l'anode et les ions par la cathode). Les détecteurs gazeux donnent dès lors la possibilité de couvrir de larges surfaces de détection avec un coût raisonnable, des résolutions spatiales et temporelles très bonnes. C'est en 1977 que J. Séguinot et T. Ypsilantis [125] proposent d'utiliser les MWPC en combinaison avec des photocathodes gazeuses, dédiés à la mesure des rayonnements Cherenkov (RICH, Ring Imaging CHerenkov) pour la physique des hautes énergies. Le détecteur est fermé par une fenêtre transparente aux UV. Les photons sont alors convertis par effet photoélectrique sur les molécules de gaz photosensibles ayant un faible potentiel de photo-ionisation. Les photoélectrons sont multipliés dans le mélange gazeux et collectés sur une anode (fils). Puis dans les années suivantes G. Charpak *et al.* [126] introduisent des photocathodes solides comme l'iodure de césium. Le développement des détecteurs gazeux s'est ensuite accéléré avec l'introduction des détecteurs à microstructures (Micro-Pattern Gaseous Detectors, ou MPGD) comme le MICROMEGAS [58], le GEM [127] (Gaseous Electron Multiplier) ou le THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier) [128] permettant d'atteindre une haute granularité et des gains élevés, mais aussi de proposer de nouveaux supports pour les photocathodes.

Les photodétecteurs gazeux allient la photoconversion avec des photocathodes gazeuses ou solides, réfléchives ou semi-transparentes, à l'amplification en phase gazeuse des photoélectrons primaires. Celle-ci peut s'effectuer grâce à de nombreuses structures d'électrodes dont quelques unes ont été citées auparavant. Plusieurs paramètres sont essentiels à la réalisation d'un photo-

multiplicateur efficace. Il faut notamment un matériau photosensible adapté à un milieu gazeux, ayant une bonne efficacité quantique à la longueur d'onde considérée ($> 20\%$) et maîtriser l'extraction et la collection des porteurs de charge grâce à une configuration de champ électrique connue. Enfin, il faut maintenir le détecteur dans un régime d'amplification proportionnelle de manière à ce que la charge mesurée soit représentative de l'énergie déposée dans le scintillateur.

La photocathode

Liquide, gazeuse ou solide

Les trois types de photocathode, liquide, solide et gazeuse ont été étudiés depuis l'apparition des premiers photodétecteurs gazeux. G. Charpak *et al.* [129] ont testé des photocathodes liquides en éthylène ferrocène (EF) pour le VUV. Bien qu'elles semblent adaptées à des détecteurs rapides, elles restent délicates à utiliser.

Les photocathodes gazeuses ont une très bonne efficacité quantique à 178 nm. Les plus connues sont des molécules organiques, le tétrakis(diméthylamino)éthylène (TMAE) et le TEA triéthylamine (TEA) qui ont de faible seuil de photo-ionisation respectif de 7,5 et 5,4 eV [130]. Elles sont réactives avec l'oxygène de l'air mais ont l'avantage d'être facilement renouvelables par circulation de gaz. Le TEA est plus résistant que le TMAE et a un pouvoir absorbant plus élevé que le précédent. Il joue un rôle protecteur pour les matériaux des chambres [130]. Cependant leur usage en milieu cryogénique n'est pas possible sous forme gazeuse, ces vapeurs organiques se solidifiant à basse température.

Les photocathodes solides peuvent être utilisées sur une large gamme de température et de pression et peuvent être couplées facilement à différentes structures amplificatrices. Parmi les photocathodes solides, la photocathode d'iodure de césium (CsI) est la plus répandue. Elle possède une énergie de gap d'environ 6 eV et une faible affinité électronique ($E_a = 0,1-0,2$ eV) [131, 132] qui lui confèrent une excellente efficacité quantique ($\sim 30\%$ à 178 nm) dans le VUV (voir la figure 2.11) et est relativement plus stable que les autres photocathodes lorsqu'elle est mise en contact de mélanges gazeux [133]. Le CsI peut de plus être un court instant exposé à l'air, ce qui facilite le montage des détecteurs. L'iodure de cuivre montre une stabilité comparable mais une EQ plus faible, le CsTe présente une bonne EQ mais est très réactif et doit être maintenu sous vide. On peut également citer les photocathodes en diamant (ou Chemical Vapor Deposition diamond films) qui semblent des photocathodes prometteuses notamment car elles sont très peu sensibles aux impuretés présentes dans les gaz mais qui restent pour l'instant encore peu répandues et délicates à produire [134]. L'iodure de césium est le plus adapté des matériaux photosensibles pour la détection de la luminescence des gaz nobles liquides. Il sera abordé plus en détail dans la suite de ce chapitre.

Semi-transparente ou réfléchive

Les photocathodes solides existent sous deux modes différents. Elles peuvent être déposées

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

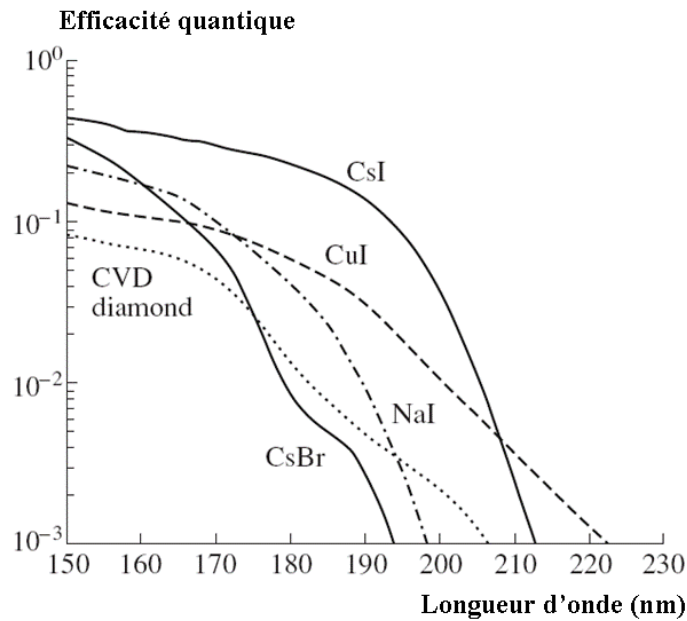


FIG. 2.11 – Spectre de l'efficacité quantique pour des photocathodes réfléchives dans le vide : iodure de césium (CsI), bromure de césium (CsBr), iodure de sodium (NaI) et iodure de cuivre (CuI) [135].

sur un substrat sur la face intérieure de la fenêtre d'entrée du GPM ou bien sur une électrode faisant face à la fenêtre d'entrée (voir la figure 2.12). C. Lu et K. T. McDonald [136]

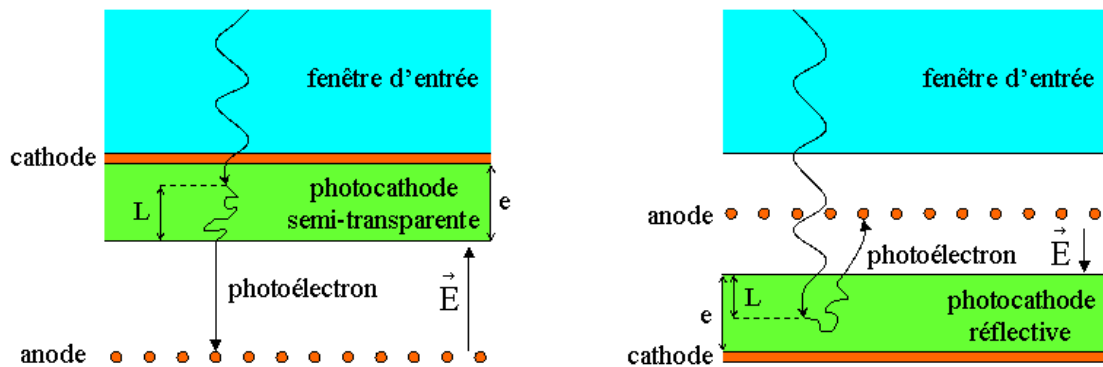


FIG. 2.12 – Photoconversion avec photocathode réfléchive (à droite) et semi-transparente (à gauche). Un électron est libéré par effet photoélectrique dans le semi-conducteur d'épaisseur e . Il traverse une épaisseur L jusqu'à la surface. Il est ensuite extrait de la photocathode et dérive vers l'anode sous l'effet du champ électrique.

ont retracé les différences majeures qui existent entre ces deux modes. Pour les photocathodes semi-transparentes, la transparence du substrat est importante car celui-ci absorbe une quantité

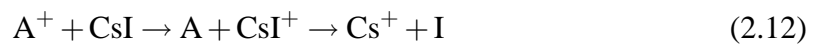
non négligeable des photons incidents. Le chrome est un bon substrat mais une épaisseur de 20 Å suffit à couper 30 % des photons à 178 nm. De plus, l'épaisseur des photocathodes est un facteur qui impacte sur l'EQ. Le CsI a une longueur d'échappement électronique élevée (~ 100 Å [137]) qui est comparable au libre parcours moyen des photons de 6,7 eV dans celui-ci (compris entre 100 et 200 Å [138, 139]). Ceci met en évidence la nécessité de déposer une épaisseur suffisante de matériau photosensible afin qu'un nombre important de photons incidents déposent leur énergie et de contrôler l'épaisseur du dépôt dans le cas d'une photocathode semi-transparente afin que les électrons libres ayant atteint la surface du semi-conducteur aient assez d'énergie pour s'extraire. Une photocathode réfléchive trop épaisse n'en sera donc pas plus efficace car seulement les électrons produits à proximité de la surface seront effectivement extraits.

Vieillessement des photocathodes

Un point important des photodétecteurs concerne le vieillissement des matériaux qui le composent et notamment de la photocathode. Si les photocathodes solides semblent être adaptées à la photodétection des rayonnements du VUV, elles ne sont pas sans poser de problèmes. Leur efficacité quantique peut être dégradée par de nombreux facteurs qui ont été identifiés et regroupés dans la revue d'A. Breskin [133] :

- les flux de photons intenses,
- la remontée des ions,
- l'exposition à l'humidité de l'air lors du montage ou stockage du détecteur,
- la réaction avec les espèces chimiques des électrodes,
- ou encore la migration des espèces au sein du semi-conducteur sous l'effet de la polarisation des électrodes [93].

Cependant, la part de chacun de ces processus sur le vieillissement des photocathodes est encore aujourd'hui mal connue malgré de nombreuses études menées sur le sujet [140, 141, 142, 143, 144, 145, 146, 147]. L'explication des processus reste parfois incomprise ou incomplète. Cependant de grandes lignes se dégagent de ces travaux. Les mécanismes supposés du vieillissement des photocathodes de CsI sont les suivants :



ou A est une molécule neutre et A^+ est son cation.

Les flux intenses de photons pourraient causer l'évaporation de l'iode et une métallisation de la surface de la photocathode (eq. 2.11). Le césium en excès induirait une augmentation de l'affinité électronique et donc une décroissance de l'EQ. Le vieillissement induit semble néanmoins négligeable par rapport aux autres sources de dégradation ($\sim 1/10$ du vieillissement dû aux ions) [141]. Le recuit des photocathodes induit une augmentation de l'EQ et augmente

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

leur longévité, comme l'ont montré les travaux de D. F. Anderson *et al.* [143]. L'augmentation de température pourrait rétablir la stoechiométrie du CsI faisant évaporer les atomes de césium en excès.

Le bombardement de la photocathode par des ions induit également un vieillissement de la photocathode (eq. 2.12). Le phénomène d'amplification dans les détecteurs gazeux donne naissance à de nombreuses paires électron-ion. Les électrons dérivent vers l'anode et les ions vers la cathode (Ion BackFlow, IBF). Ces derniers pourraient gagner suffisamment d'énergie pour endommager la photocathode. Que le vieillissement soit dû aux UV ou aux ions, le choix du gaz employé est également un facteur important [143].

L'humidité de l'air, la vapeur d'eau comme la respiration d'un expérimentateur par exemple, contribuent également à la détérioration, parfois irréversible, de la structure polycristalline du CsI. Elle se dégrade pour former des îlots [148, 149], puis s'en suit la dissociation du réseau cristallin. Le CsI devient transparent aux UV et la photoconversion ne peut plus avoir lieu [136]. Enfin, le CsI ne doit pas être évaporé sur n'importe quel substrat. Il interagit chimiquement avec le cuivre et perd ses propriétés. Le nickel, ou des mélanges d'or-nickel ou d'étain-plomb, sont compatibles avec le CsI [145, 150]. Certains substrats peuvent également renforcer indirectement l'EQ du CsI en favorisant une croissance adéquate des cristaux [151].

T. Francke *et al.* [140] proposent des explications différentes de celles habituellement citées. En effet, pour des molécules de CsI les processus de dissociation par des photons ou par des ions pourraient être correctes mais ne peuvent pas avoir lieu dans un réseau cristallin. Les ions, sous 1 bar de pression, n'ont pas assez d'énergie pour dissocier les atomes de CsI. L'absorption d'UV dans un cristal parfait de CsI devrait conduire à la création d'excitons et non à la dissociation du cristal.

Bien que les mécanismes de vieillissement des photocathodes ne soient pas encore très clairs, il est communément admis que les conditions de conservation des photocathodes, leur exposition à l'air, leur propreté, jouent des rôles complexes dans le processus de vieillissement. Le modèle dissociatif reflète plutôt un vieillissement évolutif par création de défauts, d'insertions et par dissociation par des couches d'eau. La présence d'eau, de lumière, d'impuretés durant le dépôt peut conduire à la création de nouveaux niveaux énergétiques qui peuvent perturber l'EQ du CsI. Il a été remarqué que les photocathodes n'ayant pas été exposées à l'air semblent moins sensibles au vieillissement. Le CsI perd couche après couche ses propriétés de transport. De plus, les molécules des gaz du détecteur, comme le méthane par exemple, peuvent s'accumuler à la surface de la photocathode et engendrer une baisse de l'EQ par absorption des photoélectrons.

Parmi toutes les études de vieillissement, il subsiste des écarts de mesures importants mais il faut remarquer qu'elles n'ont été réalisées que sur un tout petit nombre d'échantillons et des études systématiques sont à réaliser pour affiner les prédictions. Plusieurs raisons peuvent expliquer les différents résultats entre les études. Les mesures sous vide n'ont pas été effectuées sous le même vide, les gaz et les pressions utilisés différents, les spectres lumineux utilisés pour

les études de vieillissement, les flux de photons, les densités de courant, l'exposition à l'air et la durée de l'exposition, la déposition de la photocathode, le substrat et aussi la préparation du substrat sont autant de facteurs à contrôler pour des études systématiques. Ainsi, les vitesses de vieillissement dues aux ions et aux photons peuvent être différentes d'une étude à une autre.

Protection

L'humidité est un facteur important dans le vieillissement des photocathodes. Citons deux modes de protection des photocathodes contre ceci. Des films diélectriques (LiF, NaF, CsF, MgF₂, BaF₂, SiO₂ and Al₂O₃) peuvent être déposés à la surface des photocathodes [152]. Il doivent néanmoins avoir de bonnes propriétés de transport pour absorber le moins possible de photoélectrons. Les diélectriques avec de grandes énergies de gap remplissent ces conditions. Des études récentes [112], sur l'amélioration du mode de préparation des photocathodes, ont mis en évidence que le CsI peut être généré à partir de CsI₃ qui n'est pas hygroscopique. La mise sous vide de la photocathode permet d'évaporer le diiode et de restituer le CsI selon la réaction réversible suivante :



Cette méthode pourrait bénéficier au développement plus aisé des photomultiplicateurs avec des photocathodes de CsI.

La photoextraction et la rétrodiffusion électronique

Une grande différence entre les tubes photomultiplicateurs à vide et les photomultiplicateurs gazeux, autre le mode d'amplification, concerne notamment l'extraction des photoélectrons. Celle-ci est perturbée par la rétrodiffusion des photoélectrons sur les atomes de gaz [153, 154]. Les photoélectrons « rebondissent » sur les molécules de gaz et ont une probabilité non nulle d'être recapturés par la photocathode. La nature du gaz utilisé est essentielle pour réaliser une extraction efficace. La rétrodiffusion est très marquée dans les gaz nobles dans lesquels les électrons de basse énergie subissent des collisions principalement élastiques. A l'inverse, des gaz comme le méthane ou le tétrafluorométhane permettent d'atteindre des photoextractions élevées [155]. Afin d'évaluer la qualité de l'extraction des gaz entre eux, cette extraction est normalisée par rapport à celle mesurée dans le vide. Le méthane (CH₄) présente par exemple une extraction proche de 100 %.

La photoextraction est également dépendante du champ électrique appliqué à la surface de la photocathode et est renforcée pour des champs électriques de l'ordre de 100 kV/cm [132]. T. Boutboul *et al.* [156] explique cela par une diminution de l'affinité électronique et par un gain en énergie du photoélectron sous l'effet du champ. La photoextraction dans les gaz est toujours inférieure à celle du vide, augmente rapidement puis atteint un plateau [157]. Lorsque le champ électrique devient suffisamment élevé le détecteur entre alors dans un régime d'amplification. La géométrie des électrodes joue un rôle important dans la capacité à appliquer des champs électriques à la surface des photocathodes suffisamment élevés et homogènes pour extraire effi-

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

cacement les photoélectrons. Les détecteurs à microstructures permettent notamment de réaliser ces conditions.

Amplification

L'amplification dans un photodétecteur résulte de l'ionisation des molécules de gaz par les électrons primaires, issus de l'effet photoélectrique, soumis à un champ électrique de l'ordre de quelques dizaines de kV/cm. Les électrons primaires, sous l'action du champ électrique, dérivent dans le gaz vers l'électrode de plus haut potentiel et subissent de nombreuses collisions avec les molécules de gaz. Entre chaque collision les photoélectrons, ayant une mobilité élevée, sont accélérés et gagnent suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser les molécules de gaz et créer des paires électron-ion. Les électrons libres ainsi formés vont à leur tour contribuer au phénomène d'avalanche en produisant d'autres paires. Cette multiplication porte le nom d'avalanche de Townsend [158]. La variation du nombre d'électrons par unité de parcours électronique dz s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{dn}{n} = \alpha dz \quad (2.14)$$

où α est le premier coefficient de Townsend caractéristique d'un gaz. De (2.14) est déduite l'évolution du nombre d'électrons (n) durant la progression de l'avalanche suivant une direction (z).

$$n(z) = n(0) \exp(\alpha z) \quad (2.15)$$

Le coefficient de Townsend est dépendant de la force exercée par le champ électrique sur les électrons et croît avec celui-ci. Ainsi nous comprenons que la géométrie des structures amplificatrices doit favoriser l'application de champs électriques importants. Ceci a été perfectionné notamment grâce aux microstructures amplificatrices proposant des espaces inter-électrodes submillimétriques [159]. L'empilement de telles structures permet d'atteindre des gains de 10^6 sans engendrer d'instabilité du développement de l'avalanche. De plus, ces microstructures ont très rapidement trouvé une autre utilité, celle de support pour des photocathodes réfléchissantes. Les GEM [160] et THGEM [161] sont les plus connues et les plus répandues pour ces applications mais le MICROMEGAS a fait également l'objet de recherches dans ce sens [162]. Elles ont également permis d'améliorer la protection des matériaux des détecteurs. La figure 2.13 montre une photographie accompagnée d'une vue schématique de coupe de ces structures. La description du THGEM et du MICROMEGAS seront complétées dans le chapitre 4.

Nous avons également vu que les ions créés lors des processus d'avalanche sont susceptibles de dégrader les photocathodes tout comme les photons secondaires, mais ils peuvent également induire des signaux provoqués par des émissions électroniques secondaires [163]. Les gains atteignables par les détecteurs sont alors réduits. Cet effet est notable dans les chambres à fils ou à plaques parallèles dans lesquelles la photocathode est exposée directement aux ions et aux

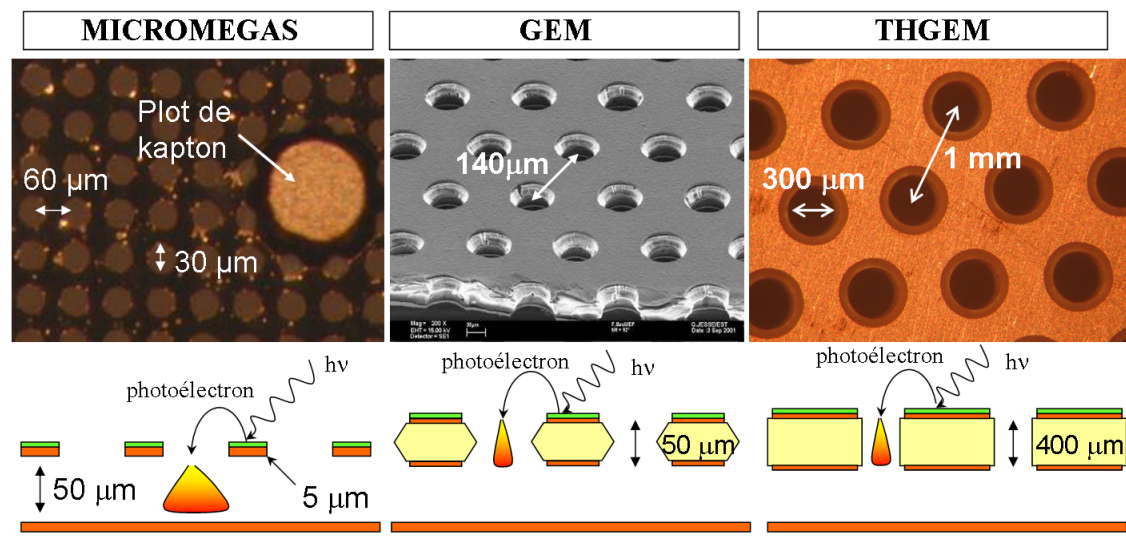


FIG. 2.13 – De gauche à droite : le MICROMEGAS, le GEM et le THGEM utilisés comme support d’une photocathode réflective. L’amplification a lieu dans le microgap pour le MICRO-MEGAS et dans les trous pour les deux autres.

photons [164]. Il peut être réduit par le choix de structures adaptées comme l’empilement de plusieurs GEM par exemple [165] ou la combinaison de GEM avec des plaques percées de micro-trous sur lesquelles sont gravées des pistes (Micro-Hole Strip Plate, MHSP) [166]. L’IBF reste néanmoins un problème difficile à résoudre. Les photons créés lors des avalanches peuvent également être à la base du déclenchement de signaux secondaires qui viennent perturber le fonctionnement du détecteur (Photon FeedBack, FFB). Les microstructures dites « à trous » ont l’avantage d’écranter ces photons qui sont, pour la plupart, créés en fin d’avalanche.

Les GEM permettent d’atteindre de hauts gains et sont adaptés à la photoextraction des photocathodes réflectives tout comme les THGEM [167]. Ce sont de fines feuilles de polyamide ($\sim 50 \mu\text{m}$) recouvertes des deux faces d’une couche de cuivre et percées par attaque chimique de trous de l’ordre de $50 \mu\text{m}$ de diamètre. La haute granularité des GEM permet d’atteindre des résolutions spatiales de l’ordre de la centaine de microns. Des résolutions temporelles de l’ordre de 2 ns ont été mesurées [168]. Seulement, les taux de remontée d’ions ne peuvent descendre en dessous de quelques pourcents (10 % [165]). Des structures plus évoluées comme les MHSP permettent d’atteindre des taux de remontée d’ions extrêmement faibles de l’ordre de 10^{-4} [169].

Le THGEM est basé sur la structure du GEM mais avec des dimensions 10 fois plus grandes. Il est préparé à partir de simples circuits imprimés dans lesquels les trous sont percés mécaniquement. Le cuivre est retiré sur les bords des trous pour diminuer la probabilité de décharge. Des gains élevés peuvent être atteints, supérieurs à 10^6 , avec deux THGEM à partir d’un simple photoélectron, et jusqu’à 10^5 avec une source de ^{55}Fe dans l’Ar/CO₂ par exemple. Des taux de

2. De l'émission à la détection de la lumière de scintillation dans le xénon liquide

comptage de l'ordre du MHz et des résolutions spatiales submillimétriques et temporelles de l'ordre de la nanoseconde pour des pulses d'une centaine de photons ont été relevées dans la littérature [170, 171, 172].

Enfin, des études ont été menées avec des photocathodes déposées sur des MICROME-GAS [162]. De hauts gains ($> 10^6$) ont été obtenus dans l'He/isobutane et une résolution temporelle de 0,7 ns a été atteinte. Cette solution semble donc intéressante mais un inconvénient majeur est la transparence optique de la grille. En effet, une bonne partie de la surface du détecteur est perdue. Les gaz utilisés permettent d'atteindre de hauts gains mais l'effet de rétro-diffusion électronique est marqué dans l'hélium, et l'isobutane ne peut être utilisé dans le froid et dans le VUV [136]. Mais un point intéressant cependant est que la configuration de champ électrique permet de réduire l'IBF [173].

Lecture du signal

Le signal résulte de l'induction des charges durant leur trajet dans un espace d'induction qui peut varier de quelques centimètres dans le cas des chambres à dérives à quelques micromètres dans le cas des détecteurs utilisant des MICROMEGAS. Dans tous les cas l'avantage des photomultiplicateurs gazeux face aux autres types de détecteurs est de pouvoir moduler la segmentation de l'anode. La forme et la taille des pixels peuvent varier à l'infini. Bien évidemment c'est l'application visée qui déterminera ces paramètres. Dans le cas du télescope Compton nous verrons par la suite que des pixels carrés d'un pouce de côté peuvent suffire pour la réalisation d'un GPM de grande surface.

Applications

Les photodétecteurs gazeux dotés de photocathodes solides semblent intéressants pour la détection de la lumière de scintillation des gaz nobles liquides. Mais les études menées à basse température restent encore peu nombreuses. Les gaz non condensables à la température du xénon liquide sous 1 bar sont principalement les gaz nobles tels que l'argon, le néon, l'hélium et d'autres comme le méthane ou le tétrafluorométhane. De ce fait la plupart des études ont été réalisées dans les détecteurs doubles phases. Elles ont permis de valider le fonctionnement de structures telles que les GEMs ou les THGEMs couplés à des photocathodes de CsI dans l'argon, le krypton. Elles ont mis en évidence également que les phénomènes d'amplification en milieu cryogénique sont encore mal connus. Elles ont permis également de débiter des études sur la modification de l'EQ du CsI à basse température et sur son vieillissement.

Depuis 2002, L. Periale *et al.* [174, 175, 176, 177, 178] ont testé différents moyens de détections comme les compteurs à fils, les GEM, mais aussi une autre sorte de microstructure à trous, le Glass Capillary Plate (GCP) et une structure hybride GEM/GCP appelé le « optimized GEM », des compteurs à plaques parallèles, en combinaison avec des photocathodes de CsI dans l'argon, le xénon, le krypton, à température ambiante et à basse température afin de détecter la

scintillation des gaz nobles liquides. Les meilleurs résultats concernant l'EQ et la stabilité ont été obtenus avec des détecteurs scellés. Des tests, également à basse température, avec des mélanges Ar/CH₄ ($T > 150$ K) et He/10% H₂ ($T < 120$ K) avec des détecteurs à fenêtre scellés ont permis d'atteindre des gains de l'ordre de 10^4 mais sans photocathode. Des gains plus faibles ont été relevés avec des GCP avec CsI de l'ordre de 200. Les auteurs font remarquer que les gains chutent drastiquement avec la température (voir figure 2.14). Autrement dit, les tensions de polarisation des électrodes doivent être augmentées pour conserver un gain constant. Les structures épaisses comme les GCP permettent par exemple d'atteindre de plus hauts gains à basse température que les GEM. Les auteurs s'accordent à dire que l'efficacité quantique du CsI ne chute pas avec la température avec les détecteurs clos mais une baisse de 10-20 % a été observée lorsque le mélange gazeux est constamment renouvelé à cause vraisemblablement d'un renforcement de l'effet de rétrodiffusion avec la densité du gaz.

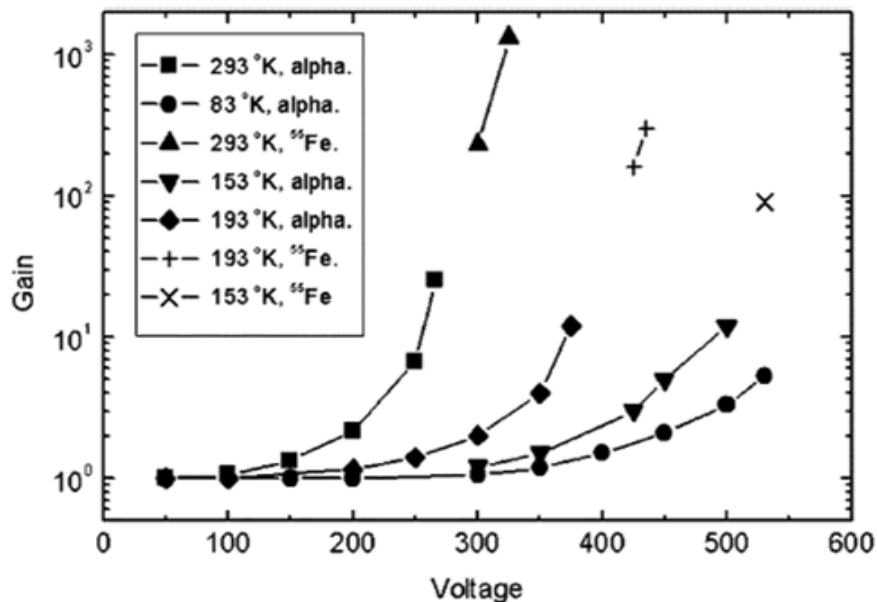


FIG. 2.14 – Mesures de gains avec deux GEM réalisées avec une source de ⁵⁵Fe et des alphas dans un mélange He+10%H₂ à différentes températures [177].

A. Bondar *et al.* mènent également des travaux similaires avec des GEM dans l'hélium, le krypton et l'argon [121, 179, 180, 181]. Les résultats montrent que l'empilement de trois GEM en phase gazeuse, placés au dessus du liquide, permettent de détecter les photons de scintillation de gaz nobles. Une photocathode de CsI est déposée sur la face du premier GEM en regard du liquide. L'efficacité de détection de ce dispositif est relativement faible (10^{-3}) à cause principalement de l'effet de rétrodiffusion électronique et de la collection des photoélectrons, mais des gains de 10^4 peuvent être atteints, en particulier dans les détecteurs double-phase à l'argon. Récemment ces auteurs ont montré que les THGEM ont des caractéristiques comparables au GEM [120] et ont l'avantage d'être plus résistants mécaniquement mais aussi face aux

décharges.

H. Sekiya *et al.* [182] développent un GPM de grande taille pour la matière noire. Un premier prototype est constitué d'une fenêtre en MgF_2 , une photocathode semi-transparente de CsI, et de deux GEM et des micropixels pour l'amplification afin de réduire le vieillissement du détecteur (μPIC [183]). Les GEM et le μPIC couvrent une surface de $10 \times 10 \text{ cm}^2$ et la fenêtre d'entrée mesure 5 cm de diamètre. Les tests, effectués à température ambiante, rendent compte de gains de 10^4 dans l' $\text{Ar}/10\%\text{C}_2\text{H}_6$. Enfin, on peut relever les travaux de S. Bricola *et al.* [184] concernant le développement d'un GPM basse pression pour la détection de la lumière de scintillation de l'argon liquide.

2.4 Conclusions

Ce chapitre a retracé le parcours des photons de scintillation depuis leur émission dans le xénon liquide jusqu'à leur détection. Différents concepts ont été introduits concernant leur propagation notamment leur atténuation par les impuretés et quelques matériaux optiques et leur réflexion sur différents matériaux. Les mesures expérimentales relatives à ces grandeurs sont délicates et font l'objet d'intenses recherches. Les principales méthodes de détection de la lumière de scintillation du xénon liquide ont été expliquées ainsi que leurs caractéristiques essentielles. Le fonctionnement des tubes photomultiplicateurs et des photodiodes nous a permis de rappeler les bases de la détection des photons, l'effet photoélectrique dans les solides, et de rappeler les limitations de chacune des techniques utilisées. La photodétection en milieu gazeux diffère des autres de par la collection et l'amplification des charges. Les problèmes induits qui sont le vieillissement des photocathodes, les effets secondaires tels que l'« ion ou le photon feedback » ont été abordés ainsi que les solutions actuelles pour les résoudre, ou tout au moins les atténuer. Les détecteurs gazeux possèdent néanmoins des atouts non négligeables devant les photodétecteurs à vide qui sont la possibilité de couvrir de larges surfaces actives, la possibilité de moduler le plancher de lecture, et par rapport aux semi-conducteurs d'avoir un faible niveau de bruit et de hauts gains. Sous certaines conditions, les caractéristiques temporelles des GPM peuvent s'approcher de celles des PMT. Des exemples d'applications de ces détecteurs en cryogénie ont accompagnés les paragraphes dédiés aux trois types de détecteurs.

Les photodétecteurs gazeux ont une utilité certaine lorsqu'ils couvrent de grandes surfaces de détection et sont utilisés pour les RICH [185]. Leur utilisation en milieu cryogénique n'est encore qu'à ses balbutiements mais ils doivent, pour être efficaces, être sensibles dans le domaine du VUV, garder leur caractéristiques dans le froid (165K) et couvrir de grandes surfaces. En effet, si les gaz nobles liquides (le xénon en particulier) permettent de réaliser de larges volumes de détection, les détecteurs de scintillation associés couvrent difficilement de telles surfaces. Un photomultiplicateur gazeux de large surface peut-il améliorer la détection dans le cadre de l'imagerie 3γ ? Le chapitre suivant tentera de répondre à cette question à travers une étude par simulation Monte-Carlo.

Chapitre 3

Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

3.1 Introduction

Les photodétecteurs gazeux offrent la possibilité de couvrir de larges surfaces, moyennant certaines contraintes mécaniques, et permettent la reconstruction de la position des photons de scintillation. Ce chapitre a pour but de montrer par simulation les atouts d'un photodétecteur gazeux de large surface pour la réalisation d'un trigger local pour le télescope Compton au xénon liquide. Les simulations ont été effectuées dans un environnement de simulation et d'analyse, ROOT [186], à l'aide du code de simulation Monte Carlo, GEANT4 [187] et d'un code de propagation des photons optiques, développé pendant cette thèse. Ce dernier a été validé par un code existant, SLitrani développé par F-X. Gentit pour traiter la propagations des photons dans les matériaux isotropes et anisotropes [188].

3.1.1 ROOT

ROOT est un environnement de développement, de simulation et d'analyse orienté objet [186]. Il est doté d'un interpréteur C++ : CINT. Il comprend un ensemble de librairies facilitant l'analyse des données et leur visualisation. Cet environnement de travail est principalement utilisé en physique des particules car il permet de traiter efficacement de grandes quantités de données. L'ensemble du code de propagation de photons optique a été développé dans cet environnement et les données extraites des simulations avec GEANT4 ont été stockées avec ROOT.

3.1.2 GEANT4

GEANT4 (GEometry ANd Tracking 4) est un code de simulation Monte Carlo développé pour la propagation des particules dans la matière. Il est doté de nombreux modules (ou classes)

dédiés à la géométrie et aux types de matériaux simulés (`G4VUserDetectorConstruction`), aux particules générées (`G4VUserPrimaryGeneration`) et aux processus physiques que l'utilisateur choisit d'inclure dans sa simulation (`G4VUserPhysicsList`). Certains volumes, dits actifs, permettent d'extraire les informations essentielles du parcours des particules dans la matière. L'utilisateur peut intervenir à plusieurs niveaux du code. Il peut accéder à une première couche à travers des scripts (ou macros) mais également développer le code et modifier certaines classes. Le code source, les classes de base, restent protégées et sont accessibles par héritage. Dans cette étude le code GEANT4 a été utilisé pour simuler l'interaction et la propagation des rayons γ dans le télescope Compton au xénon liquide.

La position et l'énergie cédée au milieu lors de l'interaction, la direction et l'énergie cinétique, des photons incidents γ sont extraits de la simulation GEANT4. Ces informations sont des données membres d'objets de type `Hit`. Les Hits d'un événement (ou désintégration) sont classés dans un tableau d'objets (`TClonesArray`) qui représente une trace. Toutes ces données sont ensuite stockées dans un objet de type `TTree` enregistré dans un fichier « .root » de type `TFile`. A chaque entrée du `TTree` correspond une désintégration. Le fichier ROOT regroupe les données d'entrée pour le code permettant la simulation des photons de luminescence.

3.1.3 Code de propagation des photons optiques

Chaque `Hit` est considéré comme une source de photons optiques. Les photons générés sont des objets de type `TParticle`. Ils comportent un ensemble de données membres caractéristiques telles que leur position, leur âge, leur moment, etc... Chaque photon est suivi pas à pas jusqu'à sa détection ou sa disparition par absorption. Les milieux de propagation sont caractérisés par leur géométrie, leur indice de réfraction, leur longueur d'atténuation ou de diffusion. Les processus intervenant aux interfaces sont dépendant de l'indice des milieux et du type de matériau. L'information de chacun des photons n'est pas sauvegardée pour une question de mémoire mais elle est discrétisée sur l'ensemble du plan de détection. Celui-ci est segmenté en objets de type `SignalPad` dont les données membre sont le nombre de photoélectrons, un tableau de temps d'arrivée des photons sur la photocathode, les coordonnées du pad sur le plan de détection. Le plan de détection est lui même un tableau (`TClonesArray`) de `SignalPads`.

3.2 Description schématique du photomultiplicateur gazeux

Afin de mieux appréhender la simulation de la propagation des photons de scintillation dans XEMIS2 la figure 3.1 illustre de manière schématique la géométrie du photomultiplicateur gazeux. Le GPM est séparé du volume actif de xénon liquide par une fenêtre en MgF_2 transparente aux UV. La photoconversion s'effectue sur une photocathode réfléchive d'iodure de césium déposée sur la face supérieure d'un THGEM. Chaque photon est suivi depuis son point d'émission

jusqu'à sa photoconversion sur la photocathode. L'amplification et le développement des avalanches ne sont pas simulés.

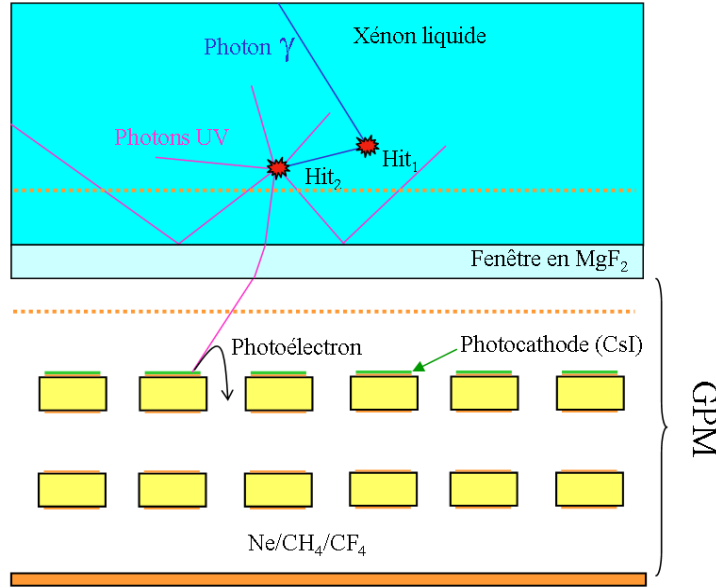


FIG. 3.1 – Vue de coupe schématique du photomultiplicateur gazeux dans le xénon liquide. Chaque interaction est équivalente à une source ponctuelle isotrope de photons de scintillation.

3.3 Génération et propagation des photons γ

Une source de scandium 44 a été simulée avec GEANT4 de la manière suivante. Pour chaque désintégration il y a émission, en un même point, d'un photon γ de 1,157 MeV de manière isotrope et d'un positon dont l'énergie cinétique (E) est tirée aléatoirement dans la distribution suivante :

$$N(E) = F(Z, E) \times \sqrt{(E^2 + 2E^2 m_e c^2)(E_{max} - E)^2 (E + m_e c^2)} \quad (3.1)$$

où E_{max} est l'énergie maximale du positon ($E_{max} = 1,474$ MeV pour le ^{44}Sc), m_e est la masse d'un électron et $F(Z, E)$ la fonction de Fermi qui prend en compte l'influence du noyau de charge Z sur le positon émis. L'annihilation du positon avec la matière est gérée par GEANT4. Les photons γ sont ensuite suivis et seules les informations sur les interactions avec le volume de xénon sont conservées. Les processus physiques implémentés dans GEANT4 et inclus dans la G4VUserPhysicsList sont des processus électromagnétiques suivants :

- Pour ce qui concerne les photons γ ,
- l'effet photoélectrique (G4PhotoElectricEffect),
- l'effet Compton (G4ComptonScattering),
- la création de paires (G4GammaConversion),

Pour ce qui concerne les électrons,

- la diffusion multiple (G4MultipleScattering),
- l'ionisation (G4eIonisation),
- le rayonnement de freinage (G4eBremsstrahlung)

Pour ce qui concerne les positons,

- les effets cités pour les électrons,
- l'annihilation (G4eplusAnnihilation)

3.4 Simulation de la propagation de la lumière

3.4.1 Génération des photons UV

Emission isotrope et taux de scintillation

Les photons sont générés de manière isotrope à partir de la position des hits issue de la simulation GEANT4. Le tirage isotrope, en coordonnées sphériques, est réalisé en tirant l'angle φ uniformément dans l'intervale $[0; 2\pi]$ et en déduisant l'angle θ du tirage de $\cos(\theta)$ uniformément sur l'intervale $[-1; 1]$. En effet, le nombre de photon (dn) par unité d'angle solide ($d\Omega$) doit être constant, autrement dit :

$$\frac{dn}{d\Omega} = \frac{dn}{\sin\theta d\theta d\varphi} = \frac{dn}{d(\cos\theta) d\varphi} = cste \quad (3.2)$$

Le nombre de photons généré est dépendant du champ électrique appliqué pour collecter les charges. Pour un champ électrique de 2 kV/cm le taux de photon quenché Q est de 65 % [189] et est supposé constant en fonction de l'énergie du dépôt. Le nombre de photons de scintillation n_{ph} est alors tiré aléatoirement dans une distribution de Poisson de valeur moyenne $\overline{n_{ph}}$:

$$\overline{n_{ph}} = \frac{E_{hit}}{W_{ph}} \times (1 - Q) \quad (3.3)$$

avec E_{hit} l'énergie du hit, W_{ph} l'énergie moyenne nécessaire pour créer un photon de scintillation et Q le pourcentage de photon quenché.

Composantes temporelles de décroissance

Soit un taux de scintillation $R_{scint} = (1 - Q)$ de 35 %, pour des électrons d'1 MeV. La part relative de l'état singulet par rapport à l'état triplet (I_s/I_t) est de 5 %. Soit P_s la probabilité d'émettre un photon suivant une constante de temps τ_s , soit P_t la probabilité d'émettre un photon suivant une constante de temps τ_t et P_{rec} la probabilité d'émettre un photon suivant le processus de recombinaison avec une constante de temps τ_r . On suppose que tout ce qui n'est pas émis

lors du processus d'excitation est dû à la recombinaison. Alors la somme des probabilités est égale à 1.

$$\begin{aligned}
 P_s + P_t + P_{rec} &= 1, \\
 P_s &= R_{scint}(\infty) \times I_s / (I_t \times R_{scint}), \\
 P_t &= R_{scint}(\infty) \times (1 - I_s / I_t) / R_{scint} \text{ et} \\
 P_{rec} &= (R_{scint} - R_{scint}(\infty)) / R_{scint}
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

où $R_{scint}(\infty) = 29\%$, qui est le pourcentage de photons non quenchés à champ infini [189]. Les probabilités ont donc les valeurs suivantes $P_s = 4,1\%$, $P_t = 78,7\%$ et $P_{rec} = 17,2\%$.

3.4.2 Comportement aux interfaces

Les photons sont traités comme des ondes planes monochromatiques polarisées aléatoirement. Leur comportement aux interfaces suit la loi de Snell-Descartes. Le photon peut être réfléchi ou transmis. Lors du changement d'indice, la direction de propagation du photon est modifiée. Le photon est réfracté.

Considérons une interface séparant deux milieux d'indice respectifs n_i (incident) et n_t (transmis). Plaçons nous dans un système aux coordonnées sphériques dont l'axe z est suivant la normale à l'interface. Les angles θ_i ou θ_t sont les angles entre la normale à la surface et le moment du photon. La figure 3.2 reprend le formalisme utilisé dans la suite.

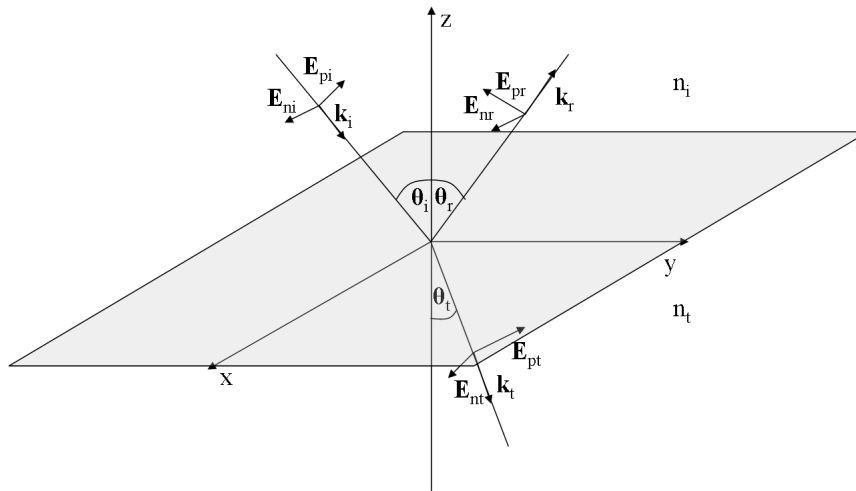


FIG. 3.2 – Comportement d'une onde à une interface entre deux milieux d'indice n_i et n_t . Les indices i, r et t correspondent respectivement à incident, réfléchi et transmis et les indices n et p aux termes normal et parallèle au plan d'incidence.

La réfraction

Les angles θ_i et θ_t sont liés par la loi de Snell-Descartes suivante :

$$n_i \cdot \sin \theta_i = n_t \cdot \sin \theta_t \quad (3.5)$$

Dans le cas du passage d'un photon d'un indice n_i à un matériau d'indice n_t inférieur à n_i le photon incident peut être totalement réfléchi. Le photon transmis est rasant à la surface ($\theta_t = \pi/2$). On parle alors d'angle critique ($\theta_i = \theta_c$) lorsque $\theta_c = \sin^{-1}(\frac{n_t}{n_i})$, $T = 0$ et $R = 1$.

Taux de transmission et de réflexion

La transmissivité et réflectivité s'expriment en fonction de l'amplitude du champ électrique de l'onde incidente (E_i), transmise (E_t) et réfléchie (E_r) pour une onde polarisée aléatoirement, de la manière suivante :

$$T = \frac{n_t \cdot \cos \theta_t \cdot \langle |E_t|^2 \rangle}{n_i \cdot \cos \theta_i \cdot \langle |E_i|^2 \rangle}, \quad R = \frac{\langle |E_r|^2 \rangle}{\langle |E_i|^2 \rangle} \quad \text{et} \quad R + T = 1 \quad (3.6)$$

Le champ électrique peut se décomposer en deux termes :

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{ni} + \vec{E}_{pi} = E_i \cdot \cos \theta_i \cdot \vec{n} + E_i \cdot \sin \theta_i \cdot \vec{p} \quad (3.7)$$

Sur une période, les moyennes des modules au carré sont égales $\langle |E_{ni}|^2 \rangle = \langle |E_{pi}|^2 \rangle$.

Les coefficients de transmission en amplitude pour une polarisation normale et parallèle s'expriment de la manière suivante :

$$t_n = \frac{\langle E_{nt} \rangle}{\langle E_{ni} \rangle} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \theta_t}{\sin(\theta_t + \theta_i)} \quad \text{et} \quad t_p = \frac{\langle E_{pt} \rangle}{\langle E_{pi} \rangle} = \frac{2 \cdot \cos \theta_i \cdot \sin \theta_t}{\sin(\theta_t + \theta_i) \cdot \cos(\theta_i - \theta_t)} \quad (3.8)$$

Les coefficients de réflexion en amplitude pour une polarisation normale et parallèle s'expriment de la manière suivante :

$$r_n = \frac{\langle E_{nr} \rangle}{\langle E_{ni} \rangle} = \frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \quad \text{et} \quad r_p = \frac{\langle E_{pr} \rangle}{\langle E_{pi} \rangle} = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \quad (3.9)$$

Après transformations mathématiques T et R prennent la forme suivante :

$$T = \frac{n_t \cdot \cos \theta_t \cdot (t_n^2 + t_p^2)}{2 \cdot n_i \cos \theta_i} \quad \text{et} \quad R = \frac{r_n^2 + r_p^2}{2} \quad (3.10)$$

Il est ensuite nécessaire d'injecter la loi de Snell-Descartes (3.5) pour exprimer T (ou R) en fonction de la seule variable θ_i .

Réflexion : spéculaire, diffuse

Lors d'une réflexion purement spéculaire, l'angle θ_r est égal à l'angle incident θ_i et $\varphi_r = \varphi_i + \pi$. Dans le cas d'une réflexion purement diffuse la direction du photon réfléchi est distribuée de manière isotrope (de manière similaire à celle utilisée pour la génération des photons) suivant une loi lambertienne.

3.4.3 Atténuation

3.4.4 Absorption

Les photons traversant un milieu sont absorbés suivant une loi exponentielle. Le nombre de photons n'ayant pas été absorbés après avoir parcouru une distance z au sein d'un matériau est donné par :

$$n(z) = n_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{\text{abs}}}\right) \quad (3.11)$$

où λ_{abs} est la longueur d'absorption associée au matériau.

3.4.5 Diffusion

Les photons peuvent subir de la diffusion Rayleigh dans le xénon liquide (voir paragraphe 2.2.2 du chapitre 2). Le photon n'est pas perdu mais sa direction change (voir figure 3.3). L'angle φ est tirée uniformément sur l'intervalle $[0; 2\pi]$ et l'angle θ est tiré aléatoirement dans une fonction de la forme $\sin \theta (1 + \cos^2 \theta)$.

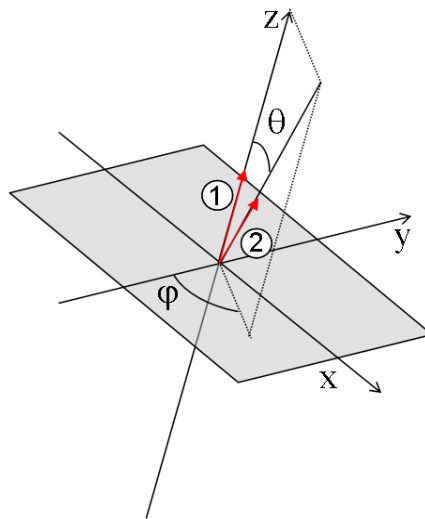


FIG. 3.3 – Schéma de la diffusion Rayleigh d'un photon incident (1). (2) : direction du photon diffusé. L'axe z est orienté suivant la direction du photon incident.

Dans le xénon liquide l'atténuation est la somme de l'absorption et de la diffusion (voir équation 2.2). Dans les solides (SiO_2 , MgF_2) la diffusion est négligée et l'atténuation est égale à l'absorption. La valeur de la longueur d'atténuation des matériaux des fenêtres a été déduite de la transmissivité (τ) [190].

$$\tau = P \cdot \tau_i \text{ et } P = \frac{(1-R)^2}{1-R^2\tau_i^2} \quad (3.12)$$

$$\tau_i = -\frac{1}{2} \left[\left(\frac{1-R}{R} \right)^2 \frac{1}{\tau} + \sqrt{\left(\frac{1-R}{R} \right)^4 \frac{1}{\tau^2} + \frac{4}{R^2}} \right] \quad (3.13)$$

P est un coefficient réflectif (la valeur de R est celle correspondant à une incidence normale, pour $\theta_i = \pi/2$) et τ_i est la transmissivité interne directement reliée à la longueur d'atténuation par la relation suivante :

$$\tau_i = \exp\left(-\frac{z}{\lambda_{\text{att}}}\right) \quad (3.14)$$

3.5 Réponse du GPM à des dépôts d'énergie ponctuels

Les simulations présentées dans ce paragraphe visent à comprendre à partir de cas élémentaires la détection de la lumière de scintillation avec un GPM de large surface.

3.5.1 Géométrie

La géométrie implémentée est présentée sur la figure 3.4. Elle comprend un volume cylindrique de xénon liquide de 13 cm de long et de 50,8 cm de diamètre (soit l'équivalent de 20 pouces). La cathode, une grille 70 lpi¹ de 93 % de transparence optique, est placée 1 cm devant la fenêtre d'entrée du GPM (en MgF_2 ou SiO_2) réduisant la profondeur du volume actif effectif à 12 cm. Les charges libérées entre la cathode de la TPC et la fenêtre ne sont pas collectées par l'anode et ne contribuent pas à la reconstruction Compton. Celles qui sont créées entre le tube de diamètre interne r_1 et de diamètre externe r_2 ne contribuent pas non plus au signal d'ionisation (volume « passif »). La structure MICROMEGAS/anode mesure 20,32 cm (8 pouces) de diamètre. Elle est supposée totalement absorbante comme la bride sur laquelle elle repose. Un champ électrique de 2 kV/cm est appliqué entre le MICROMEGAS et la cathode, permettant ainsi la dérive et la collection des charges sur l'anode de la TPC. La fenêtre du GPM est cylindrique et a un diamètre identique à celui du volume « passif ». Son épaisseur est de 1 cm. Une discussion sur l'épaisseur possible d'une telle fenêtre est présentée dans le chapitre 4. Un volume cylindrique de gaz (mélange de néon et de méthane ou de néon et de tétrafluorométhane) de diamètre identique à celui des deux volumes précédents et de 1 cm d'épaisseur est présent entre la fenêtre et la photocathode de CsI. Cette dernière est déposée sur un THGEM.

¹lines per inch : barreaux par pouce

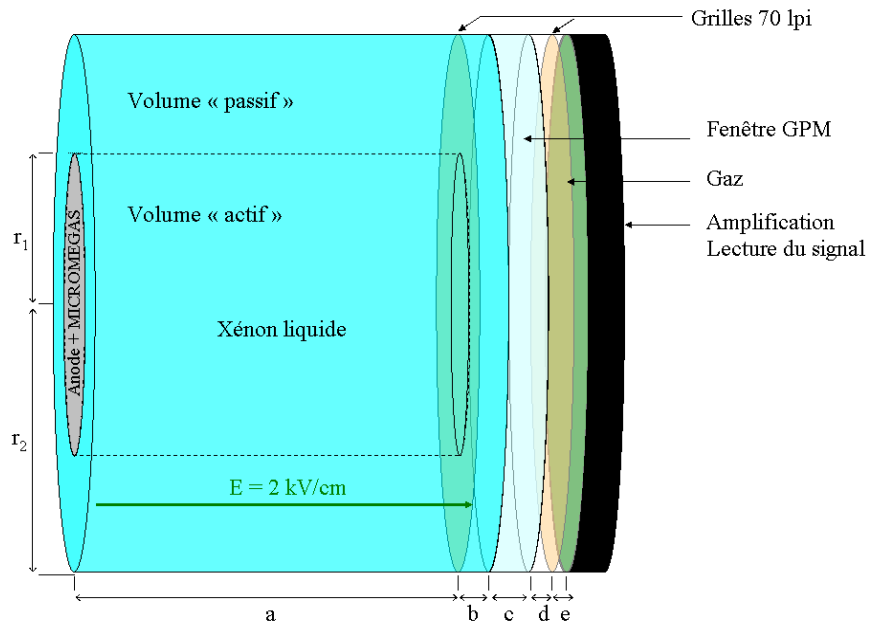


FIG. 3.4 – Schéma de la géométrie simulée. ($a = 12 \text{ cm}$, $b = 1 \text{ cm}$, $c = 0,5 \text{ cm}$, $d = 0,6$ et $e = 0,4 \text{ cm}$, $r_1 = 10,16 \text{ cm}$, $r_2 = 25,4 \text{ cm}$)

Son efficacité globale est égale à 22 %, d'après les travaux de C.D.R. Azevedo *et al.* [191]. Le THGEM est doté de trous qui permettent la collection et l'amplification des photoélectrons. La photocathode ne couvre donc pas la totalité de la surface. L'efficacité globale tient compte de l'efficacité de collection et d'extraction (voir chapitre 4). Enfin, la cathode du GPM (grille 70 lpi) est placée à 4 mm de la photocathode.

Les différentes longueurs d'absorption et indices correspondants aux 3 milieux de propagation sont résumés dans le tableau 3.1. Les parois cylindriques de la fenêtre et du gaz sont totalement absorbantes.

Milieu	Longueur d'absorption (cm)	Indice de réfraction
Xénon liquide	100	1,61
Fluorure de magnésium	4,02	1,44
Quartz	2,80	1,60
Mélange gazeux	∞	1,00

TAB. 3.1 – Propriétés optiques des milieux utilisés dans la simulation.

3.5.2 Distribution spatiale des photoélectrons sur le plan de détection

Dans un premier temps, le plan de détection de la lumière de scintillation est suréchantillonné (10^4 pixels) afin de souligner les caractéristiques du GPM. Aucun seuil de détection n'est appliqué sur le plan, ni sur chacun des pads. De plus, aucune réjection temporelle n'est introduite. La paroi du volume de xénon liquide de longueur $(a+b)$ est en PTFE. La fenêtre est en fluorure de magnésium (MgF_2). Une source ponctuelle isotrope de 10^8 photons est placée à 7 cm de la fenêtre d'entrée du GPM, au centre du volume actif de xénon liquide. La figure 3.5 montre la distribution spatiale correspondante des photoélectrons sur la photocathode. La projection suivant un axe du plan de détection est montrée sur la figure 3.6 parmi les autres cas de figure qui vont être abordés dans la suite de ce paragraphe : effet Rayleigh, réflexion du PTFE, fenêtre en quartz, photocathode semi-transparente.

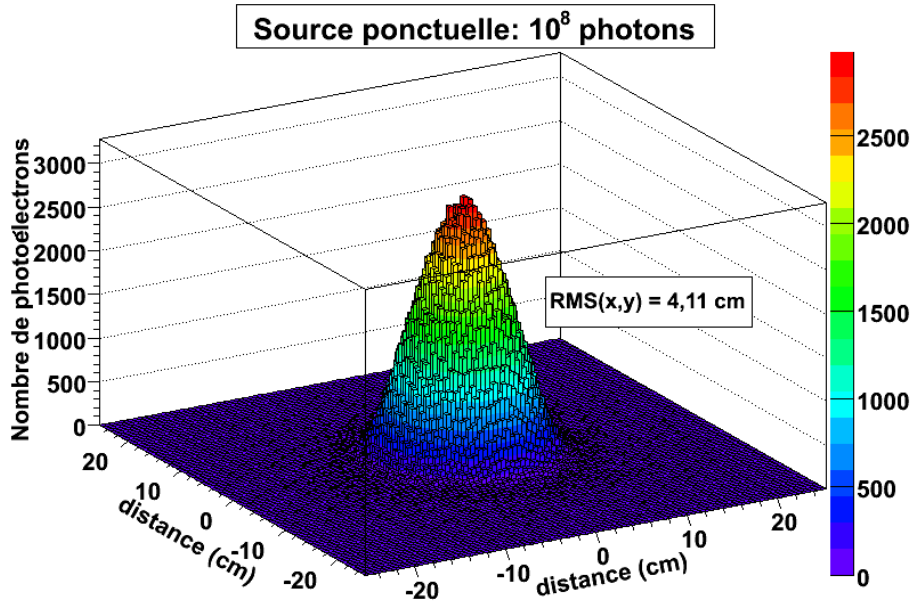


FIG. 3.5 – Distribution spatiale des photoélectrons sur la photocathode réfléchive. (Fenêtre : MgF_2 , $R_{PTFE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$)

Effet de la réflexion diffuse du PTFE

La distribution spatiale des photoélectrons sur le plan de détection pour un coefficient de réflexion du PTFE de 95 % est montrée sur la figure 3.6. Les parois réfléchives permettent d'augmenter sensiblement le nombre de photons détectés. La proportion de photon directs (n'ayant subi aucune réflexion) détectée est de 70 %. Cependant, la réflexion totalement diffuse du PTFE induit un étalement de la distribution des photoélectrons sur l'ensemble du plan ($\sigma_x = 8,7$ cm).

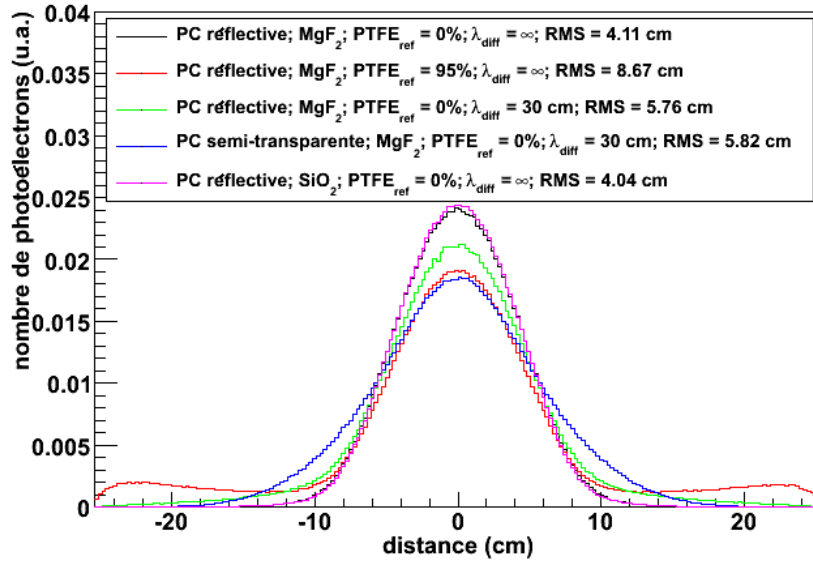


FIG. 3.6 – Projections normalisées des distributions spatiales des photoélectrons pour différents paramètres.

Effet de la diffusion Rayleigh

La distribution des photoélectrons sur le plan de détection avec effet Rayleigh est montrée sur la figure 3.6. La longueur de diffusion Rayleigh est de 30 cm. L'effet Rayleigh a tendance à étaler la distribution des photons mais ne perturbe pas la position du barycentre de la distribution. En effet, la diffusion a une symétrie de révolution autour du moment du photon incident (voir paragraphe 3.4.5). Le nombre de photons détectés est augmenté d'environ 10 %. Lors de la diffusion Rayleigh la rétrodiffusion est aussi fréquente qu'une diffusion vers l'avant. Les photons émis dans le demi-espace opposé au GPM ont une probabilité non nulle d'être détectés.

3.5.3 Distribution des temps d'arrivée

La figure 3.7 montre la distribution des temps d'arrivée des photons correspondant à la distribution de la figure 3.5. Le temps nécessaire à la collection de la quasi-totalité ($> 99,9\%$) des photons est de 300 ns.

3.5.4 Distribution des angles d'incidence des photons détectés

Photocathode réfléchive avec une fenêtre en MgF_2

La figure 3.8 montre la distribution des angles d'incidence par rapport à la normale à la première interface (xénon- MgF_2). Aucun photon émis avec un angle supérieur à $\theta_c = 38,4$

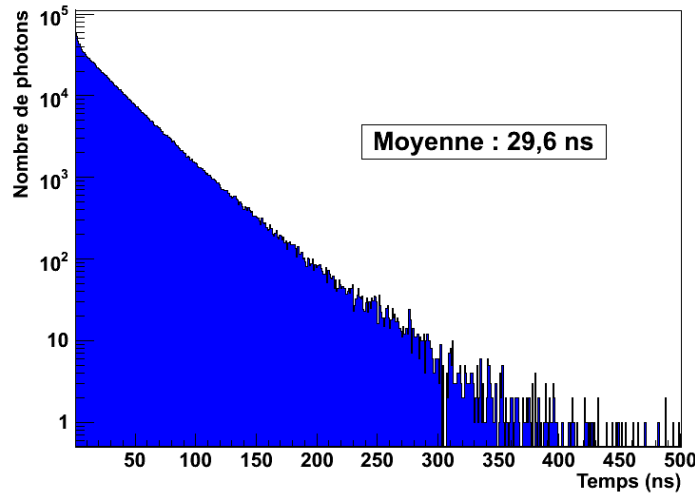


FIG. 3.7 – Distribution des temps d’arrivée des photons sur la photocathode.

degrés ne franchit la seconde interface. D’après la loi de Snell-Descartes l’angle critique θ_c est donné par la relation suivante :

$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_{\text{gaz}}}{n_{\text{xénon liquide}}}\right) \quad (3.15)$$

Les photons inscrits dans le cône de demi-angle d’ouverture θ_c peuvent traverser la première puis la seconde interface. Cependant les réfractions aux interfaces induisent un étalement des photons impactant la photocathode comme l’illustre la figure 3.9. La distribution en photoélectrons correspondant est celui de la figure 3.5.

Photocathode semi-transparente avec une fenêtre en MgF_2

Plaçons nous cette fois-ci dans le cas où la photocathode n’est plus déposée sur la face supérieure d’un THGEM mais sur la surface de la fenêtre d’entrée. La photocathode est alors dite *semi-transparente*. Son efficacité quantique est réduite et est alors de 15 % [133]. La figure 3.10 montre la distribution des angles des photons incidents par rapport à la normale à la première interface. L’angle critique est alors de 63,4 degrés. La distribution en photoélectrons sur le plan de détection est représentée sur la figure 3.6.

Photocathode réfléchive avec une fenêtre en SiO_2

La photocathode est réfléchive mais le matériau de la fenêtre employé est le SiO_2 d’indice 1,60 et de longueur d’atténuation 2,80 cm. La figure 3.11 montre la distribution des angles des photons incidents par rapport à la normale aux interfaces au point d’émission, après réfrac-

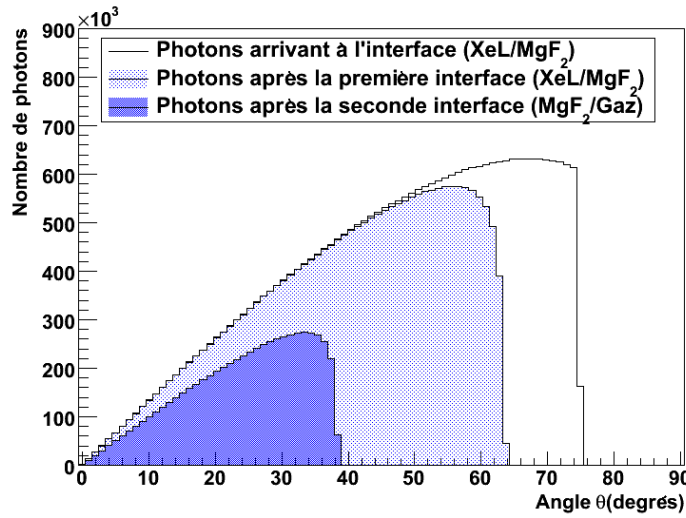


FIG. 3.8 – Distribution de l'angle θ des photons arrivant à la première interface, après la première interface (XeL/MgF₂) et après la seconde (MgF₂/Gaz). (Photocathode réflective ; Fenêtre : MgF₂)

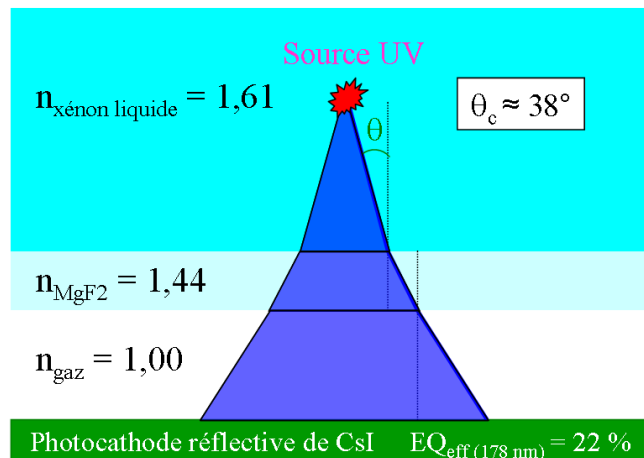


FIG. 3.9 – Vue de coupe schématique de l'effet d'angle critique θ_c sur l'étalement des photons sur la photocathode.

tion à la première interface (xénon liquide/SiO₂) et enfin après réfraction à la seconde interface (SiO₂/Mélange gazeux). On peut remarquer que peu de photons sont réfléchis à la première interface car la différence des indices est de 0,6 %. Les deux premières courbes se superposent. La distribution en photoélectrons sur le plan de détection est représentée sur la figure 3.6. L'écart-type de la distribution est inférieur à celui de la figure 3.5 car la réfraction des photons dans le quartz n'affecte pas la distribution finale sur la photocathode, la coupure angulaire intervenant

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

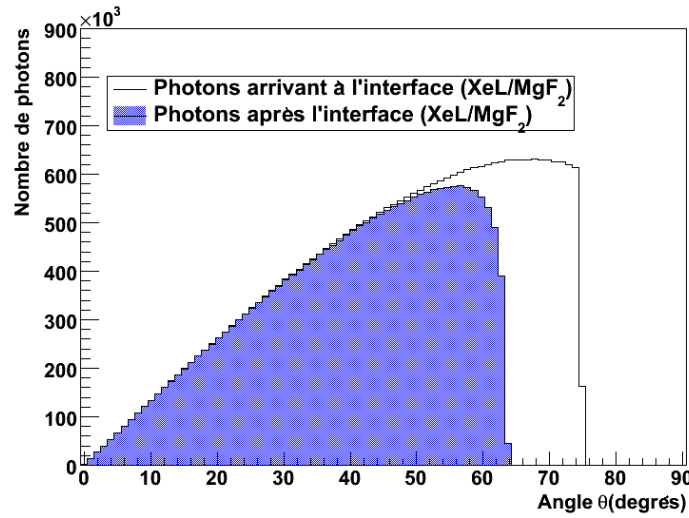


FIG. 3.10 – Distribution de l'angle θ des photons arrivant à l'interface (XeL/MgF₂) et après l'interface. (Photocathode semi-transparente ; Fenêtre : MgF₂)

qu'au franchissement de l'interface SiO₂/Gas.

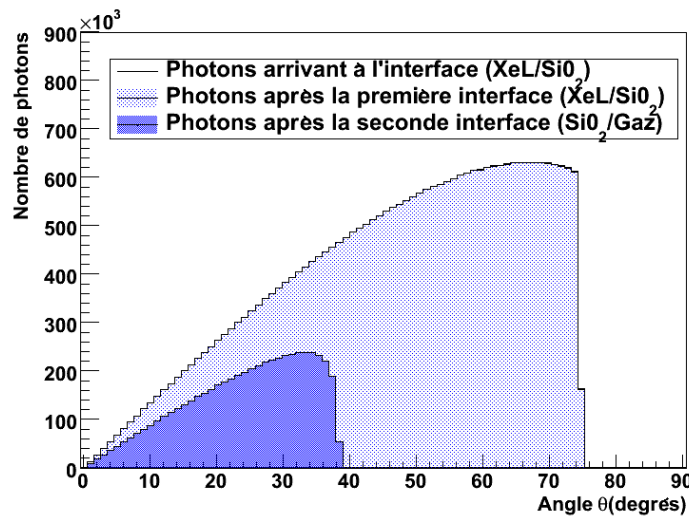


FIG. 3.11 – Distribution de l'angle θ des photons arrivant à la première interface, après la première interface (XeL/SiO₂) et après la seconde (SiO₂/Gaz). (Photocathode réfléchive ; Fenêtre : SiO₂)

3.5.5 Etude de l'uniformité volumique de la réponse du GPM

Afin d'étudier l'uniformité de la réponse du GPM suivant la profondeur des interactions dans le volume de xénon liquide et suivant leur position latérale, des sources ponctuelles monochromatiques correspondant à un dépôt d'énergie de 1 MeV ont été placées dans la chambre à différentes coordonnées. En chaque position 10^3 évènements sont simulés.

Effet de la profondeur d'interaction

Les sources de photons ont été distribuées suivant l'axe z , en $(x,y) = (0,0)$, tous les demi-centimètres. L'origine du repère ($z = 0$) est en située sur l'interface xénon liquide/fenêtre. La figure 3.12 montre l'évolution du nombre moyen de photons détectés par évènement en fonction de son altitude dans la chambre pour une photocathode semi-transparente et une photocathode réfléchive. La distribution du nombre de photons détectés par évènement est ajustée par une gaussienne. Ce nombre est très peu dépendant de la profondeur du point d'émission dans le cas d'une photocathode réfléchive. Une variation de 15 % du nombre moyen de photoélectrons est observée entre les deux extrémités de la chambre. La quantité de photons potentiellement détectable est dépendante principalement de la valeur de l'angle critique. Le nombre de photons détectables avec une photocathode semi-transparente est donc plus favorable à la collection d'une quantité importante de photons.

L'ajustement des points correspondants à une photocathode réfléchive donne une longueur d'atténuation de 90 cm. Les 10 cm d'atténuation supplémentaires par rapport au xénon liquide proviennent de l'absorption des photons par la fenêtre, des pertes par réflexion aux interfaces. De plus, la plupart des photons n'impactent pas la fenêtre perpendiculairement et parcourent une distance supérieure à celle séparant la source de la photocathode.

Remarque : Les deux derniers points situés en $z = 0,5$ et 1 cm ne sont pas tracés car ils correspondent à des évènements qui ne contribuent pas aux signaux d'ionisation, situés entre la fenêtre et la cathode de la TPC.

La courbe correspondant à une photocathode semi-transparente ne présente pas de rupture de pente induite par l'effet d'acceptance du GPM. En effet, nous avons vu précédemment que l'angle de coupure correspondant est de 63 degrés environ. Le détecteur est suffisamment large par rapport à l'étalement du cône de photons détectables lorsque la source est centrée en $(x,y) = (0,0)$ comme le montre la simulation suivante.

Effet de la position latérale de la source

Les sources sont distribuées latéralement suivant un diamètre du détecteur tous les centimètres. La figure 3.13 montre l'évolution du nombre moyen de photons détectés par évènement en fonction de son abscisse à une altitude donnée. Celui-ci est uniforme au centre du plan de détection. La chute du nombre de photons détectés est due aux effets de bord. Considérons une nouvelle fois l'effet de l'angle critique sur l'acceptance des photons UV. Pour une source placée

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

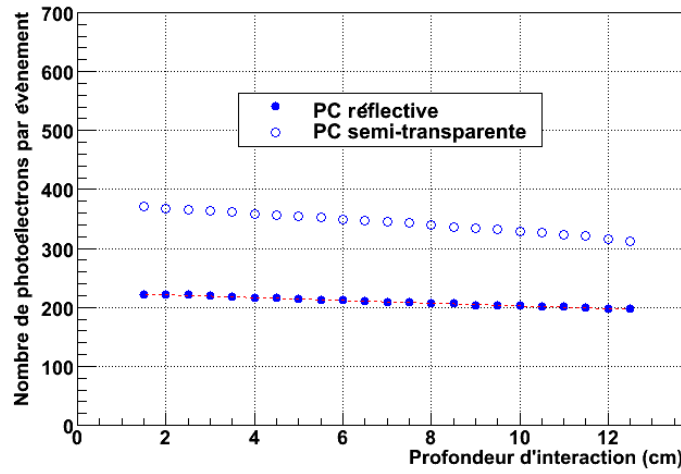


FIG. 3.12 – Nombre de photons détectés en fonction de l'altitude de la source dans la chambre. (Fenêtre : MgF_2 , $R_{PTE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$, $\lambda_{abs} = 100\text{ cm}$)

à une distance $l = 7\text{ cm}$ de la fenêtre d'entrée les effets de bords doivent être visibles à partir de $l \times \tan \theta_c$ du bord, soit $5,5\text{ cm}$. Cependant les photons subissent des réfractions aux interfaces qui ont tendance à élargir l'ouverture du cône d'acceptance ce qui explique que les effets de bord sont visibles à partir de 18 cm du centre de la chambre. Enfin, les effets de bord sont plus importants pour des événements éloignés de la fenêtre d'entrée dans le cas d'une photocathode semi-transparente.

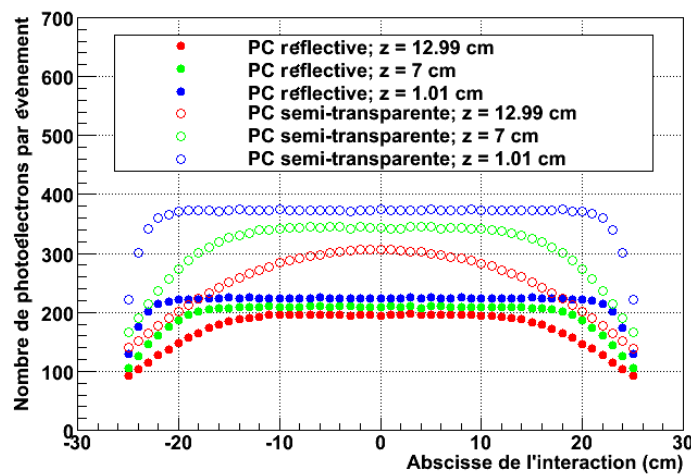


FIG. 3.13 – Nombre de photons détectés en fonction de l'abscisse de la source dans la chambre. (Fenêtre : MgF_2 , $R_{PTE} = 0\%$, $\lambda_{diff} = \infty$, $\lambda_{abs} = 100\text{ cm}$)

3.5.6 Conclusions

Dans le cas d'un GPM doté d'une photocathode réflective seuls les photons incidents compris dans un cône de demi-angle d'ouverture fixé par l'angle critique peuvent impacter la photocathode. La valeur de l'angle critique est dépendante de l'indice du xénon liquide et du mélange gazeux, lorsque l'indice de la fenêtre est inférieur à celui du xénon liquide, et est dépendante de l'indice de la fenêtre et du mélange gazeux dans le cas contraire. Une fenêtre en saphir d'indice 1,95 induirait un angle de coupure de 31 degrés. Cependant le saphir reste un matériau difficile à façonner. Le choix du matériau de la fenêtre entre le quartz et le MgF_2 doit se faire en fonction de la transmission, de la résistance mécanique et des possibilités du marché.

Un point important est que la quantité de photons qui atteint le plan de détection est très peu dépendante de la profondeur d'interaction. De plus, la géométrie des THGEM permet d'obtenir une extraction homogène sur l'ensemble du plan de détection. Enfin, une grande surface de détection permet de réduire l'impact des effets de bords. Ces trois composantes rendent la réponse du GPM « quasi-indépendante » du lieu de l'interaction dans le volume actif de xénon liquide.

Des parois réfléchives en PTFE permettent de maximiser la quantité de photons collectés au niveau de la photocathode. Cependant la réflexion diffuse du PTFE étale la distribution des photons. Une paroi totalement absorbante est peut-être à envisager dans le cas d'une recherche de position. Enfin, l'effet Rayleigh engendre un léger accroissement du nombre de photons collectés et un étalement de la distribution. L'effet de la réflexion diffuse et de la diffusion Rayleigh seront abordés dans la problématique de recherche de position du paragraphe suivant.

3.6 Trigger local pour XEMIS 2

Les propriétés citées précédemment permettent d'imaginer un déclenchement local de la chambre à projection temporelle. Le GPM peut servir comme détecteur de position afin de localiser les premiers hits des séquences Compton au sein du volume actif de xénon liquide.

3.6.1 Principe du trigger local

L'imagerie 3γ

La reconstruction des séquences de diffusion Compton, connaissant l'énergie du photon incident, s'effectue classiquement en associant à tous les hits d'un évènement toutes les combinaisons possibles. La séquence correspondant le mieux (minimisation du χ^2) à la cinématique Compton est retenue comme étant la bonne. Il est nécessaire, pour reconstruire une direction d'arrivée, de mesurer l'ensemble des positions et des énergies des interactions de la séquence Compton avec une grande précision. En effet, l'erreur sur ces mesures dégrade l'efficacité de

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

sélection de la bonne séquence par minimisation du χ^2 . Pour ce qui concerne l'imagerie 3γ , nous disposons d'une information supplémentaire venant de la mesure de la LOR.

Une méthode de reconstruction a été brevetée à Subatech permettant d'identifier efficacement la bonne séquence et donc la position de la source [192]. Les figures 3.14 et 3.15 résument de manière schématique le principe de cette reconstruction. Elle consiste à associer

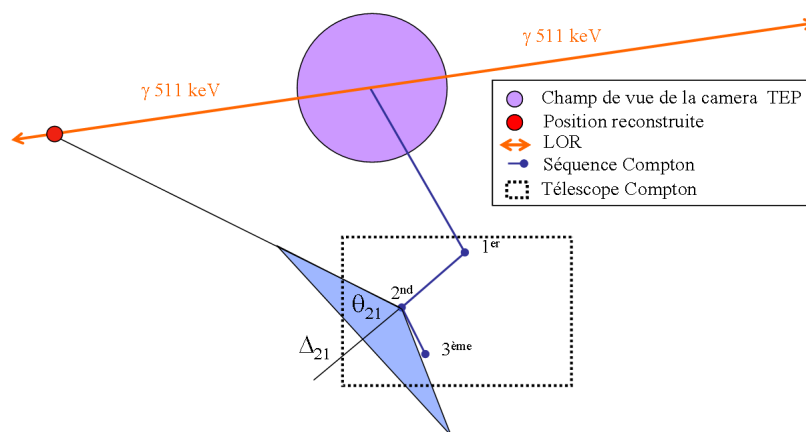


FIG. 3.14 – Exemple d'une séquence Compton mal reconstruite.

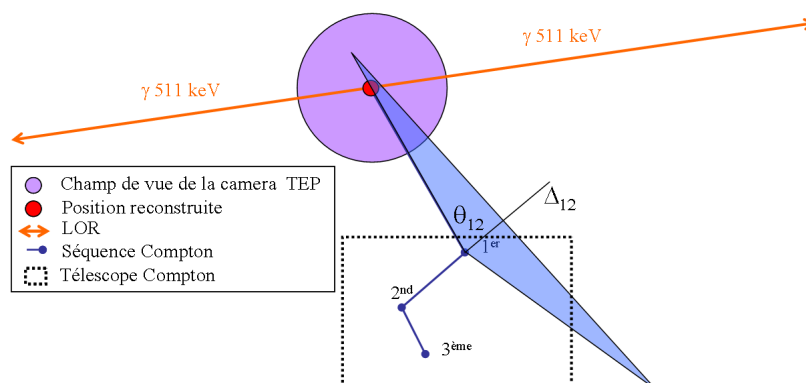


FIG. 3.15 – Exemple d'une séquence Compton bien reconstruite.

les hits d'une séquence deux à deux puis de reconstruire les cônes associés (figure 3.14). Si l'un des cônes croise la LOR dans le champ de vue de la caméra la séquence est dite correctement reconstruite (figure 3.15). Une séquence comptant un nombre de hits n_{Hits} nécessite

$(n_{\text{Hits}} \times (n_{\text{Hits}} - 1))/2$ calculs de cônes au maximum. Pour chaque doublet de hits, l'angle θ est déduit de la formule suivante :

$$\cos(\theta) = 1 - mc^2 \frac{E_1}{E_0(E_0 - E_1)} \quad (3.16)$$

où E_1 est l'énergie du hit choisi comme étant le premier de la séquence et E_0 est l'énergie du γ du ^{44}Sc et m est la masse de l'électron. L'axe du cône est défini par la droite passant par les positions des deux hits du doublet. La reconstruction des cônes pour l'imagerie 3γ nécessite donc la mesure de la position et l'énergie des deux premières interactions seulement.

Un trigger local pour l'imagerie 3γ

Dans une TPC « classique » l'acquisition du signal d'ionisation est déclenchée par le signal de scintillation. Si le volume de xénon est monolithique l'ensemble du volume est occupé durant le laps de temps nécessaire aux charges pour parcourir la distance la plus grande de la chambre, c'est-à-dire, la distance entre la cathode et l'anode, soit $54,5 \mu\text{s}$ pour 12 cm d'espace de dérive dans le xénon liquide. Afin de réduire le taux d'occupation du détecteur, il est possible de segmenter le volume actif en cellules à l'aide de parois mais ceci peut induire une absorption des électrons et des diffusions de photons supplémentaires. Il est également possible de le faire virtuellement. Il faut alors délimiter un volume virtuel au sein duquel la recherche des deux premiers hits de la séquence Compton peut être effectuée. C'est le principe du trigger local que nous proposons.

Trigger local à deux dimensions

Définissons un volume englobant la projection des deux premiers hits de la séquence Compton sur le plan de lecture (plan (x,y)). Ne connaissant pas *a priori* la profondeur des interactions, le volume est un cylindre de rayon R et de hauteur 12 cm, profondeur de la chambre. C'est le barycentre du signal de scintillation qui définit la position de l'axe du cylindre sur le plan (x,y), axe orienté perpendiculairement à la fenêtre d'entrée du GPM (voir la figure 3.16). L'efficacité du trigger est dépendante du rayon du cylindre R , de la répartition spatiale des deux premiers hits et de la précision de la reconstruction du barycentre du signal de scintillation.

Trigger local à trois dimensions

Supposons que la détermination de la profondeur d'interaction de la séquence Compton soit possible. Nous pouvons définir alors une sphère à l'intérieur de laquelle les deux premiers hits des séquences Compton se trouvent. D'après les propriétés optiques montrées dans les paragraphes 3.5.4 et 3.5.5 la surface de la photocathode couverte par les photons d'un événement dépend de l'altitude du point d'interaction dans la chambre. Dans le cas d'un plancher de lecture segmenté le nombre de pads touchés peut être un moyen d'accéder à la troisième coordonnée spatiale.

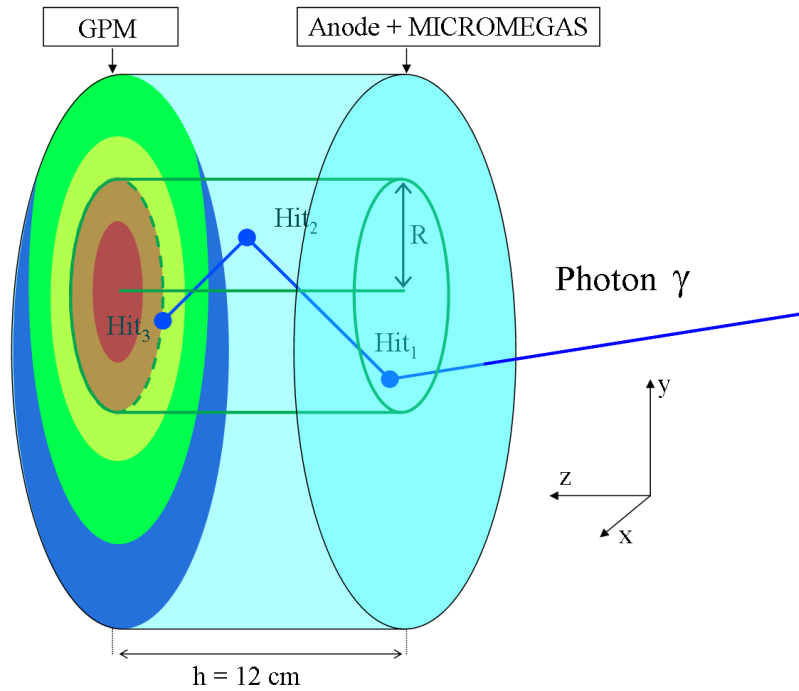


FIG. 3.16 – Schéma de principe du fonctionnement du trigger local effectué avec un GPM de grande surface.

3.6.2 Géométrie simulée

La géométrie de la figure 3.17 a été implémentée avec GEANT4. Une source isotrope de

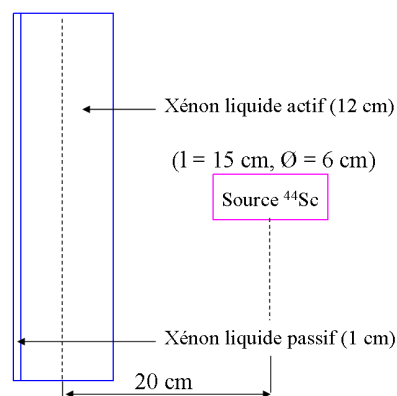


FIG. 3.17 – Vue de coupe de la géométrie simulée avec GEANT4.

10^6 photons γ de 1,157 MeV est distribuée uniformément dans un volume cylindrique de 6 cm de diamètre et de 15 cm de long dont le centre est placé à 20 cm du centre du volume actif de xénon liquide. Le volume total de xénon liquide est un cylindre de 50,8 cm de diamètre (20

pouces) et de 13 cm de profondeur. Le volume actif, volume de la TPC, mesure 8 pouces de diamètre et de 12 cm de profondeur. Comme nous l'avons vu précédemment il est nécessaire, pour obtenir une réponse de scintillation homogène au niveau de la TPC, d'avoir un volume de xénon liquide plus important que le volume actif. Cette géométrie ne comporte pas de matériaux autre que le xénon liquide afin dans un premier temps de comprendre le principe et les limites du trigger local, et de ne pas introduire de photons diffusés par exemple.

3.6.3 Topologie des évènements de 1,157 MeV

C'est tout d'abord la répartition spatiale et énergétique des interactions dans la chambre qui va déterminer l'efficacité du trigger local. La figure 3.18 montre la distribution du nombre d'interactions par évènements. Les évènements à multiples interactions sont prépondérants (\sim

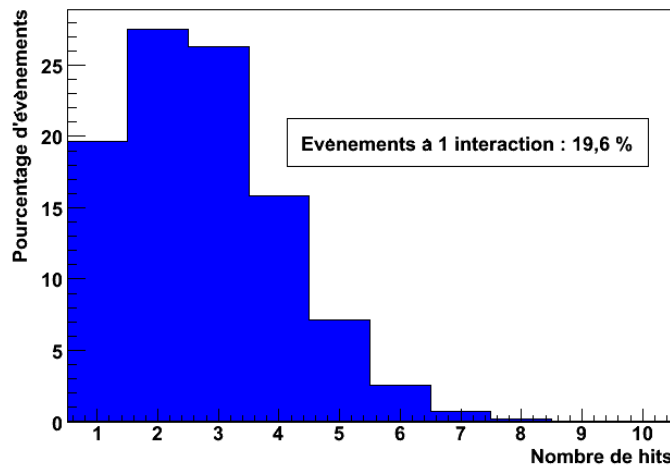


FIG. 3.18 – Distribution du nombre de hits produits par des photons γ de 1,157 MeV.

80 %) et ce sont eux que nous allons étudier. En effet, si la position des évènements photoélectriques peut être reconstruite la direction d'arrivée du γ ne peut l'être.

La majeure partie de l'énergie du photon γ incident est déposée lors des deux premières interactions. Cette proportion représente 100 % de l'énergie lorsque le nombre d'interactions est inférieur à deux. Pour ce qui concerne les évènements avec plus de deux hits, la fraction de l'énergie déposée par les deux premiers hits représente la majeure partie de l'énergie déposée dans le xénon liquide. La figure 3.19 montre que 68 % de l'énergie est déposée par les deux premiers hits pour les évènements à plus de deux hits. Ceci favorise la localisation spatiale des deux premières interactions via la mesure du barycentre du signal de scintillation de la séquence Compton.

Enfin, la figure 3.20 montre la distribution de la distance séparant les deux premières interactions de chaque séquence Compton. Dans 67 % des cas les deux premiers hits ne sont distants

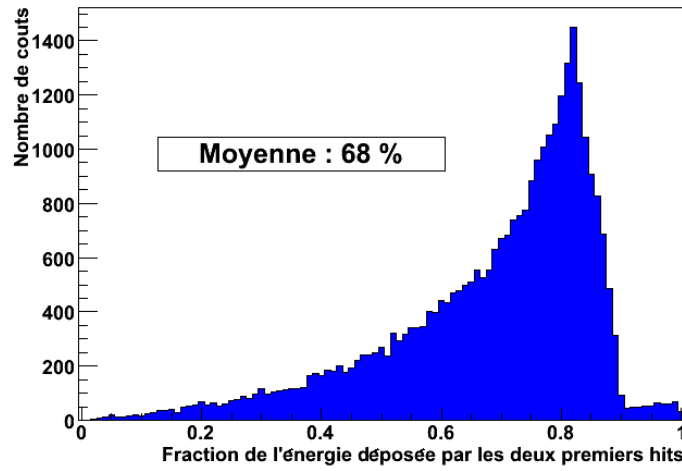


FIG. 3.19 – Fraction de l'énergie déposée par les deux premiers hits des événements à plus de 2 hits.

que de 3 cm au plus. Ceci permet de restreindre la zone de trigger à quelques centimètres autour du barycentre reconstruit.

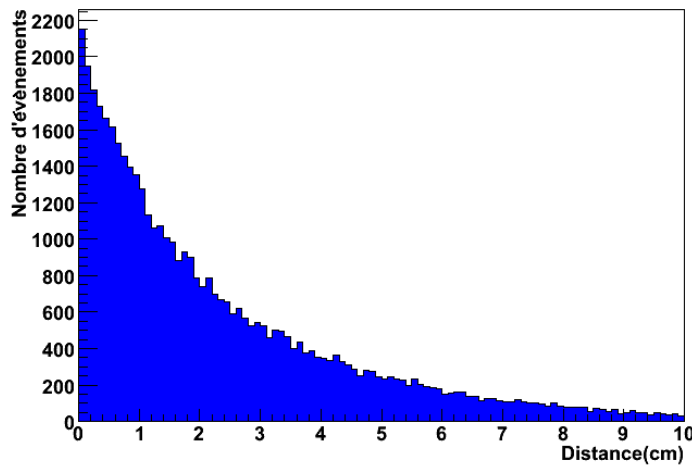


FIG. 3.20 – Distribution de la distance séparant les deux premières interactions d'une séquence Compton.

3.6.4 Définition du lot d'événements analysé

L'objectif de la suite de ce paragraphe est de montrer l'efficacité de déclenchement du trigger local sur les événements reconstitués pour l'imagerie 3γ . Nous allons donc nous inté-

resser aux évènements partant dans l'acceptance de la TPC, n'ayant pas diffusé, et ayant au moins leur deux premiers hits inclus dans le volume de la TPC. Les évènements partant dans l'acceptance de la TPC sont les évènements qui partent en direction de la face d'entrée de la TPC, condition nécessaire pour reconstruire un cône Compton.

3.6.5 Echantillonnage « parfait » du plan de détection

Afin de déterminer les limites physiques du trigger local, le plan de détection est supposé infiniment échantillonné, sans seuil de détection ni réjection temporelle des photons. La figure 3.21 montre la distribution de la distance séparant le barycentre réel des hits d'une séquence, projetée sur le plan de détection (x,y) et dans les trois dimensions, du plus éloigné des deux premiers hits. Le barycentre des nHits d'une séquence est défini comme suit :

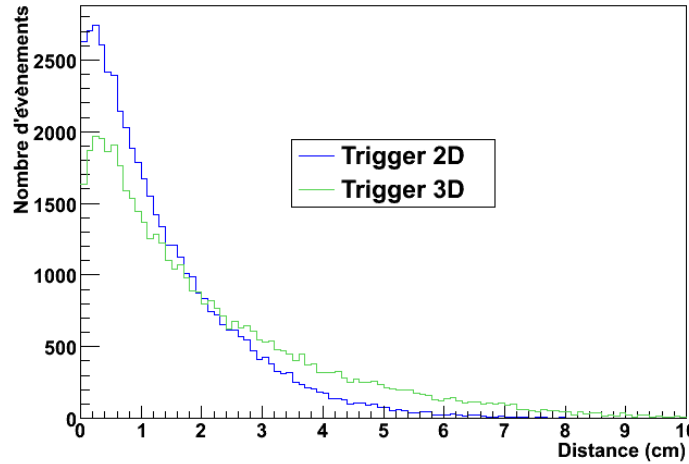


FIG. 3.21 – Distance séparant le barycentre des hits d'une séquence du plus éloigné des deux premiers hits (suivant un plan (x,y) : Trigger 2D et dans l'espace : Trigger 3D), pour les évènements ayant produit au moins deux interactions dans le xénon liquide.

$$\vec{P}_{bar} = \sum_{iHit=1}^{nHit} (\text{Energie de recul}(i) \times \vec{P}(i)) / \sum_{iHit=1}^{nHit} \text{Energie de recul}(i) \quad (3.17)$$

où $\vec{P}(i)$ et \vec{P}_{bar} sont respectivement les vecteurs positions des hits d'une séquence et du barycentre. Parmi les évènements ayant interagi par diffusion Compton et ayant produit au moins deux interactions dans le volume de la TPC, le pourcentage de séquences dont les deux premiers hits sont inscrits dans un cylindre ou une sphère de rayon R est représenté sur la figure 3.22. Ces courbes portent le nom d'efficacité de déclenchement dans la suite du document. Elle montrent les limites liées à la topologie des évènements Compton pour des photons γ d'1,157 MeV. L'étalement transversal des hits dans l'espace est notamment inférieur à celui longitudinal (selon la

profondeur du volume de xénon liquide) ce qui explique l'écart observé entre les deux courbes de la figure 3.22.

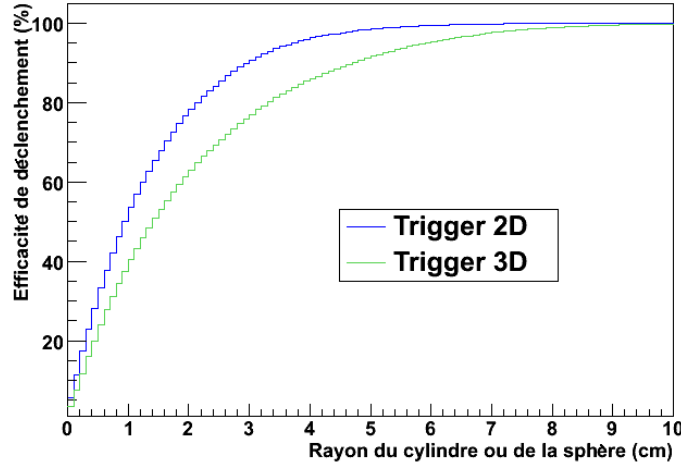


FIG. 3.22 – Efficacité de déclenchement pour un trigger 2D et 3D idéal, pour le lot d'événements analysés (définis dans le paragraphe 3.6.4).

3.6.6 Traitement temporel du signal de scintillation

Le signal induit sur le plan du GPM est simulé sur une fenêtre d'observation de durée $\Delta t = 300$ ns, dont l'origine est le temps de désintégration. Cette largeur de fenêtre permet d'intégrer la majeure partie d'une impulsion induite par un photon γ de 1,157 MeV comme nous allons le voir par la suite (figure 3.25). Pour chaque dépôt d'énergie de chaque événement un nombre de photons est généré suivant l'équation 3.3. Chaque photon est suivi et son temps de propagation est stocké lorsque celui-ci termine sa course sur la photocathode d'iodure de césium et est extrait. Un nombre de photoélectrons de bruit est tiré dans une loi Poisson d'espérance 5. Puis le temps de chaque photoélectron est tiré uniformément durant une fenêtre de 500 ns. Le signal « brut » (figure 3.23) est convolué par la réponse impulsionnelle à un photoélectron unique (figure 3.24) décrite par l'équation 3.18.

$$v(t) = Q(\exp(-t/\tau_1) - \exp(-t/\tau_2)) \quad (3.18)$$

où $\tau_1 = 41$ ns et $\tau_2 = 40$ ns. La charge du signal convolué 3.25 est intégrée puis est convertie en équivalent de photoélectrons en divisant la charge intégrée sur la durée Δt par la charge intégrée d'une impulsion d'un photoélectron unique.

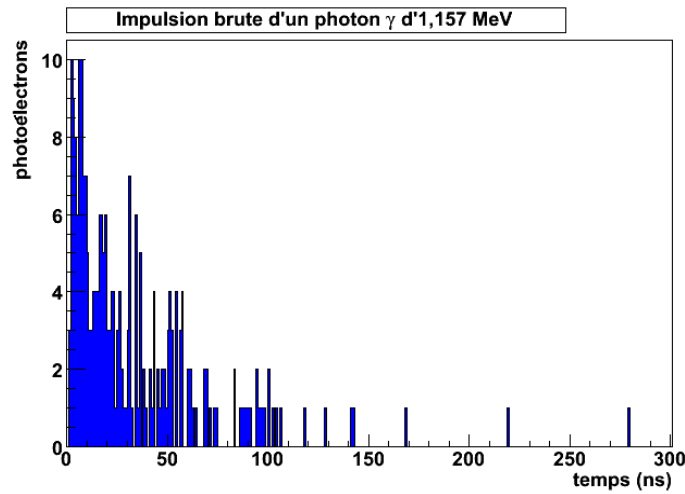


FIG. 3.23 – Signal de scintillation brut : distribution des temps d’émission des photoélectrons d’un évènement typique de 1,157 MeV. L’origine des temps est le temps de l’évènement (temps de désintégration).

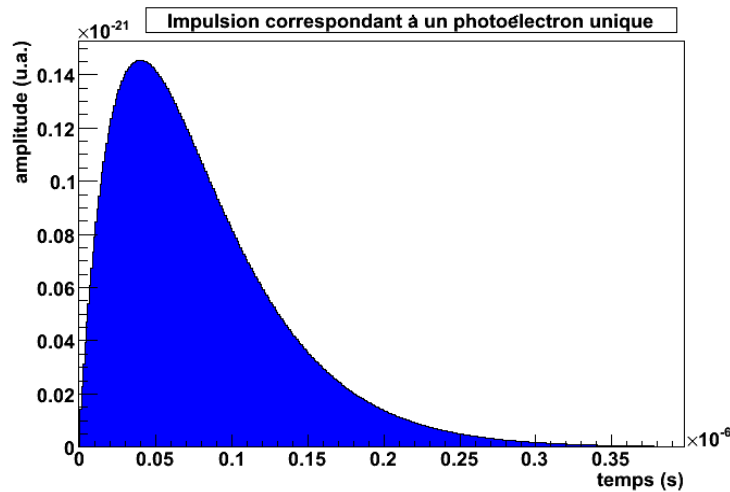


FIG. 3.24 – Réponse impulsionnelle à un photoélectron unique. L’amplitude est arbitraire.

3.6.7 Echantillonnage du plan de détection

Dans un premier temps, le plan de détection est segmenté en pads d’un pouce de côté. La position du point d’émission de chaque photoélectron est tiré aléatoirement sur l’ensemble de la photocathode. Chaque temps associé est tiré aléatoirement dans la fenêtre temporelle de 500 ns. Le nombre de photoélectrons créés sur chaque pad est ensuite comptabilisé à partir de l’intégrale du signal sur 300 ns puis un seuil de 3 photoélectrons est appliqué. Seuls les pads ayant une valeur supérieure au seuil servent à la localisation du barycentre de la séquence Compton. La

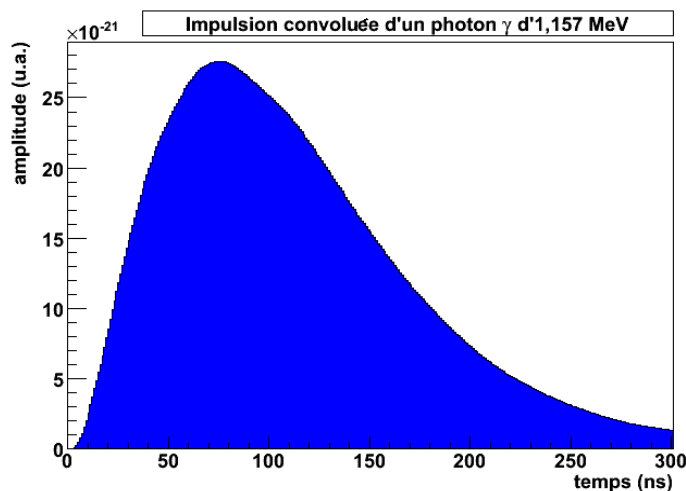


FIG. 3.25 – Signal convolué : distribution des temps d’émission des photoélectrons convoluée par la réponse impulsionnelle d’un photoélectron unique. L’origine des temps est le temps de l’évènement (temps de désintégration).

figure 3.26 illustre la distribution en photoélectrons correspondante pour un évènement typique de 1,157 MeV pour des pads d’un pouce de côté. Cette distribution est structurée contrairement

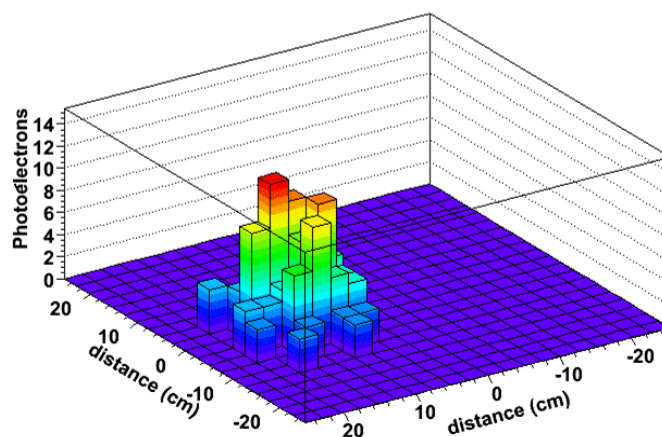


FIG. 3.26 – Distribution en photoélectrons sur le plan de détection induite par un photon γ multihits d’1,157 MeV. ($N_{pe_{tot}} = 173$ photoélectrons)

à la distribution idéale montrée dans la figure 3.5. Ceci s’explique par la présence de plusieurs hits et par le nombre total de photoélectrons qui est bien inférieur aux 10^8 de la figure 3.5.

Les pads sous le seuil ont leur valeur réinitialisée à 0 et ne contribuent pas au calcul du barycentre de la séquence Compton. Ce dernier est reconstruit via le barycentre des projections en x et y. La figure 3.27 montre la distance entre le barycentre reconstruit et le plus éloigné

des deux premiers hits de la séquence suivant un plan (x,y) et l'efficacité de déclenchement 2D pour des pads d'un pouce et pour un échantillonnage parfait du plan de détection. La figure 3.27 montre l'effet de l'échantillonnage et du seuil sur l'efficacité de déclenchement et la localisation du barycentre de la séquence Compton.

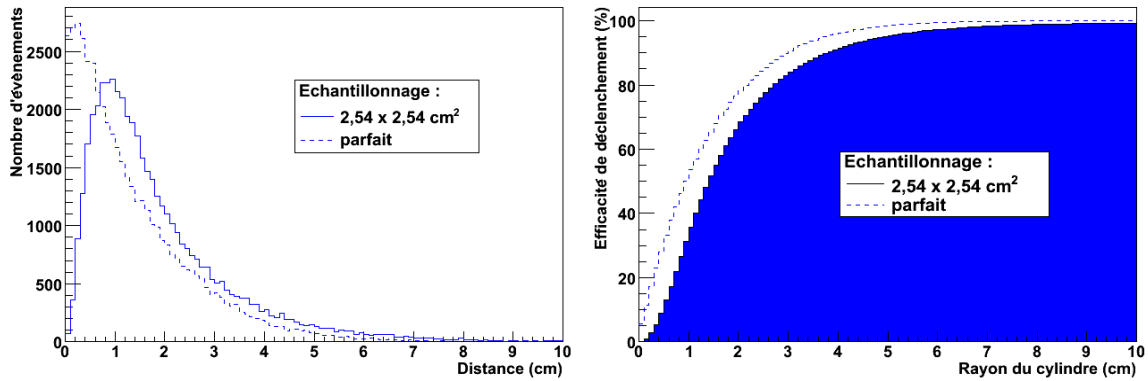


FIG. 3.27 – Distance entre le barycentre de la séquence Compton et le plus éloigné des deux premiers hits pour des pads d'un pouce et pour une segmentation parfaite (à gauche). Efficacité de déclenchement pour une segmentation parfaite du plan de détection et pour des pads d'un pouce (à droite). Pour les deux figures, seuls les évènements avec au moins deux hits sont pris en compte. Le seuil par pad est de 3 photoélectrons et celui sur le plan est de 15 photoélectrons.

Effet Rayleigh et réflexion du Teflon®

La même simulation a été réalisée avec effet Rayleigh ($\lambda_{diff} = 30$ cm et $R_{PTFE} = 0$ %) et avec une paroi de Teflon® réfléchissante ($\lambda_{diff} = \infty$ cm et $R_{PTFE} = 95$ %). Les efficacités de déclenchement sont regroupées dans le tableau 3.2. La présence d'une paroi réfléchissante de Teflon® ou la diffusion Rayleigh influent très peu sur l'efficacité de déclenchement.

	$\lambda_{diff} = \infty$, $R_{PTFE} = 0$ %	$\lambda_{diff} = \infty$, $R_{PTFE} = 95$ %	$\lambda_{diff} = 30$ cm, $R_{PTFE} = 0$ %
Eff (%)	83,9	83,6	82,9

TAB. 3.2 – Effet de la diffusion Rayleigh et de la réflexion du PTFE sur l'efficacité de déclenchement (Eff).

Influence de la taille des pads et du seuil par pad

Pour une même taille de pad le choix de la coupure impacte énormément l'efficacité de déclenchement comme le montre la figure 3.28 de gauche. L'efficacité chute de plus de 50

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

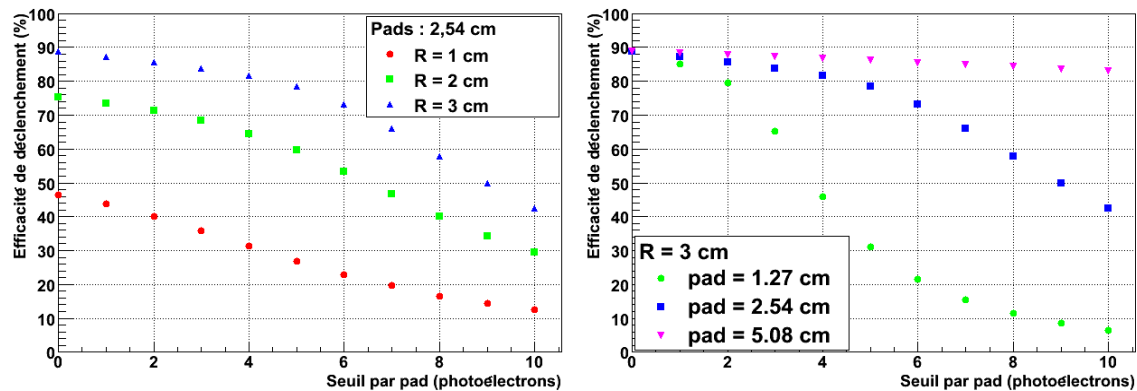


FIG. 3.28 – Evolution de l’efficacité de déclenchement en fonction du seuil par pad pour trois rayons de coupure R différents (1, 2, 3 cm) pour des pads d’un pouce de côté (à gauche). Evolution de l’efficacité de déclenchement en fonction du seuil par pad pour trois tailles de pads différentes (1/2, 1 et 2 pouces) pour un rayon de coupure $R = 3$ cm (à droite).

% entre un rayon de volume de déclenchement de 3 et 1 cm. Pour garantir une efficacité de déclenchement supérieure à 80 % il est nécessaire d’être sensible à moins de 4 photoélectrons. Plus le rayon du volume de déclenchement diminue et plus l’efficacité chute rapidement pour de faibles valeurs de seuil par pad. La figure 3.28 de droite montre quant à elle l’effet du seuil sur l’efficacité de déclenchement pour un rayon de coupure fixe ($R = 3$ cm) pour différentes tailles de pads. L’efficacité de déclenchement chute drastiquement (~ 50 %) entre 2 et 5 photoélectrons de seuil par pad pour une taille de pads d’un demi pouce. Plus la taille des pads augmente et moins il est nécessaire que le détecteur soit sensible à quelques photoélectrons. En effet, le nombre moyen de photoélectrons par pad est alors plus élevé.

Pour rayon de coupure donné et un seuil en photoélectron fixe (seuil = 3 photoélectrons) l’effet de la taille des pads est peu marquée à partir d’une taille de pad d’un pouce de côté comme le montre la figure 3.29 de gauche. L’augmentation de l’efficacité de déclenchement est sensible à la taille des pads seulement pour de petits pads. En effet, le nombre de photoélectrons par pad est alors réduit et est donc plus sensible au seuil.

Evaluation de la profondeur des séquences Compton

La figure 3.29 à droite montre la diminution du nombre de pads touchés en fonction de la distance du barycentre de la séquence Compton et la fenêtre d’entrée du GPM ($z = 0$ cm) selon l’axe z . Plus le barycentre de la séquence est éloigné de la fenêtre d’entrée du GPM et plus le nombre de pads touchés augmente lorsque le seuil par pad est inférieur ou égal à 2 photoélectrons. Au-dessus de ce seuil, l’ajustement de l’évolution du nombre de pads en fonction de la profondeur n’est plus une fonction bijective et la détermination de la profondeur du barycentre de la séquence n’est pas possible à partir de la seule mesure du nombre de pads

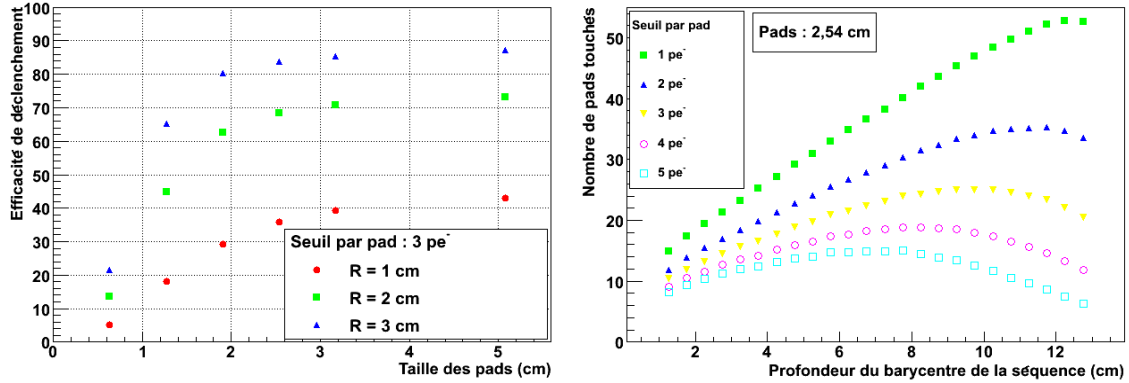


FIG. 3.29 – Evolution de l’efficacité de déclenchement en fonction de la taille des pads pour des rayons de coupures différents (1, 2 et 3 cm) pour un seuil fixe de 3 photoélectrons par pad (à gauche). Evolution du nombre moyen de pads touchés en fonction de la profondeur du barycentre de la séquence Compton dans le volume de xénon liquide (à droite).

touchés. Le détecteur doit être suffisamment sensible pour pouvoir reconstruire la profondeur de la séquence.

Expérimentalement cet étalonnage est réalisable à partir d’évènements photoélectriques d’1,157 MeV. Une simulation de 10^3 évènements tous les demi-centimètres a permis de déduire l’ajustement. La figure 3.30 montre l’efficacité de déclenchement 3D et la distance séparant le barycentre de la séquence du plus éloigné des deux premiers hits pour un seuil de 2 photoélectrons. Malgré une bonne sensibilité (seuil par pad de deux photoélectrons dans ce cas

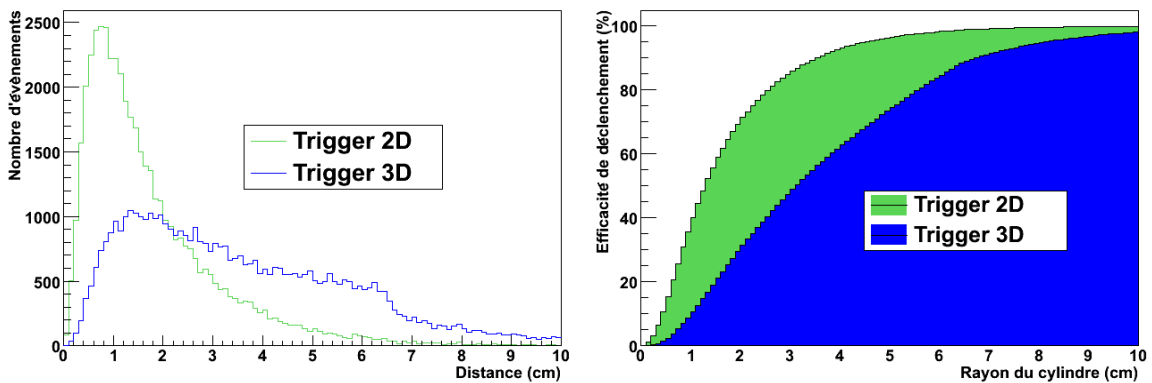


FIG. 3.30 – Distance séparant le barycentre reconstruit de la séquence Compton en mode 2D et 3D du plus éloigné des deux premiers hits (à gauche). Efficacité de déclenchement pour un seuil par pad de 2 photoélectrons pour une taille de pad d’un pouce de côté pour un trigger 2D et 3D en fonction du rayon de coupure R (à droite).

de figure), l'efficacité de déclenchement en mode 3D est nettement moins bonne que celle en mode 2D. Par rapport au cas idéal de la figure 3.22, la chute d'efficacité entre le mode 2D et 3D est environ 4 fois plus importante pour un rayon de coupure $R = 3$ cm. La réalisation d'un trigger en mode 3D semble difficile même avec une bonne sensibilité de détection par pad. Enfin, un ajustement de la distribution des photoélectrons sur le plan de détection par la fonction analytique approchée incluant l'altitude (ou z) comme paramètre libre ne permet pas de déduire précisément l'altitude du barycentre de la séquence dans la chambre. En effet, comme l'illustre la figure 3.26 la forme de la distribution est difficilement ajustable du fait de la présence de plusieurs interactions au sein d'un évènement qui déforment la distribution que peut avoir une source de photons ponctuelle.

Reconstruction Compton

Nous nous sommes intéressé aux évènements restructuribles, c'est-à-dire, étant parti dans l'acceptance de la TPC, n'ayant pas diffusé et ayant au moins deux hits dont les deux premiers sont inclus dans le volume de la TPC. Parmi eux, regardons les évènements ayant au moins trois et quatre hits dont les trois ou quatre premiers sont inclus dans le volume de la TPC. La figure 3.31 montre l'efficacité de déclenchement 2D en fonction du rayon du volume de déclenchement à l'intérieur duquel se trouvent les deux, trois ou quatre premiers hits des séquences Compton, pour les évènements ayant produit au moins deux, trois ou quatre interactions dont les deux, trois, quatre premiers hits sont inclus dans le volume de la TPC respectivement. Une

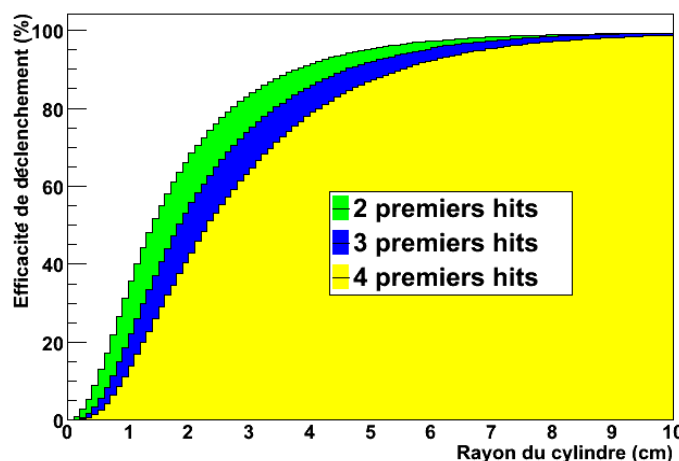


FIG. 3.31 – Efficacité de déclenchement 2D englobant les deux, trois ou quatre premiers hits des séquences Compton pour un seuil de 3 photoélectrons par pads d'un pouce de côté pour les évènements à deux hits ou plus.

faible augmentation (relativement à la surface du GPM) du rayon du volume de déclenchement

permet d'inclure les trois ou quatre premiers hits de chaque séquence sans modifier l'efficacité de déclenchement. Afin de conserver une efficacité de déclenchement de 84 % incluant les deux premiers hits dans un cylindre de rayon $R = 3$ cm, il est nécessaire d'élargir le rayon à 4,6 cm pour que le nouveau volume inclue les quatre premiers hits. Ceci pourrait donner l'opportunité de faire également de la reconstruction Compton classique tout en réduisant le taux d'occupation de la TPC.

3.6.8 Conclusions

Un trigger local est envisageable avec un GPM de grande surface car la reconstruction des séquences Compton pour l'imagerie 3 γ requière la localisation des seuls 2 premiers hits de chaque séquence. Le GPM permet de localiser efficacement en 2D la position du barycentre du signal de scintillation de chaque séquence Compton. Et ceci est un bon critère de recherche des deux hits du fait de la topologie des événements de 1,157 MeV.

Remarquons que l'effet Rayleigh ou la présence d'un réflecteur influencent peu la qualité du trigger local. La présence d'un réflecteur tel que le PTFE n'est donc pas critique. Le PTFE néanmoins peut induire un dégazage inutile dans le xénon.

Le trigger local 3D requière une très bonne sensibilité de détection et la possibilité d'utiliser des seuils par pad très bas. Dans ces conditions, il est nécessaire d'étalonner le détecteur au préalable à l'aide par exemple des événements photoélectriques à 1,157 MeV afin de connaître la dépendance entre le nombre de pads touchés et la profondeur des interactions. Pour les paramètres correspondants au cas de la figure 3.30 pour un rayon de coupure R de 3 cm, 35,5 % des séquences en moins peuvent être reconstruites par rapport à un trigger 2D.

Enfin, une partie des séquences pourrait être reconstruites par une méthode classique de tracking Compton car le volume de déclenchement inclut souvent plus de deux hits.

3.7 Taux d'occupation du GPM pour un système TEP/3 γ

Le trigger de premier rang pour l'imagerie Compton est la TEP. Lorsque les deux photons γ de 511 keV déposent leur énergie dans la couronne de scintillateurs, la reconstruction d'une ligne de réponse (LOR) est alors possible. La mise en coïncidence du signal de scintillation du télescope Compton (signal du GPM) avec la LOR permet de déclencher l'acquisition du signal d'ionisation dans le volume défini par le trigger local (décrit dans le paragraphe 3.6). Dans l'étude précédente l'activité de la source était supposée assez faible pour que chacun des événements puisse être considéré de manière indépendante. Dans le cahier des charges défini pour le système TEP/3 γ , le système doit pouvoir fonctionner à une activité de 10^5 Bq sans que l'occupation ne vienne perturber l'efficacité de déclenchement des bons événements. L'étude suivante va consister à introduire l'effet du flux de photons à travers le télescope sur

le déclenchement du système TEP/ 3γ , autrement dit sur le déclenchement du GPM lorsque la TEP a déclenché.

3.7.1 Géométrie simulée

Une géométrie plus réaliste que celle du paragraphe précédent (3.6) a été simulée en intégrant les différents éléments comme le cryostat, la caméra TEP et le fantôme de petit animal (voir figure 3.32). Le diamètre du cryostat interne mesure 20 pouces. Sa fenêtre d'entrée mesure

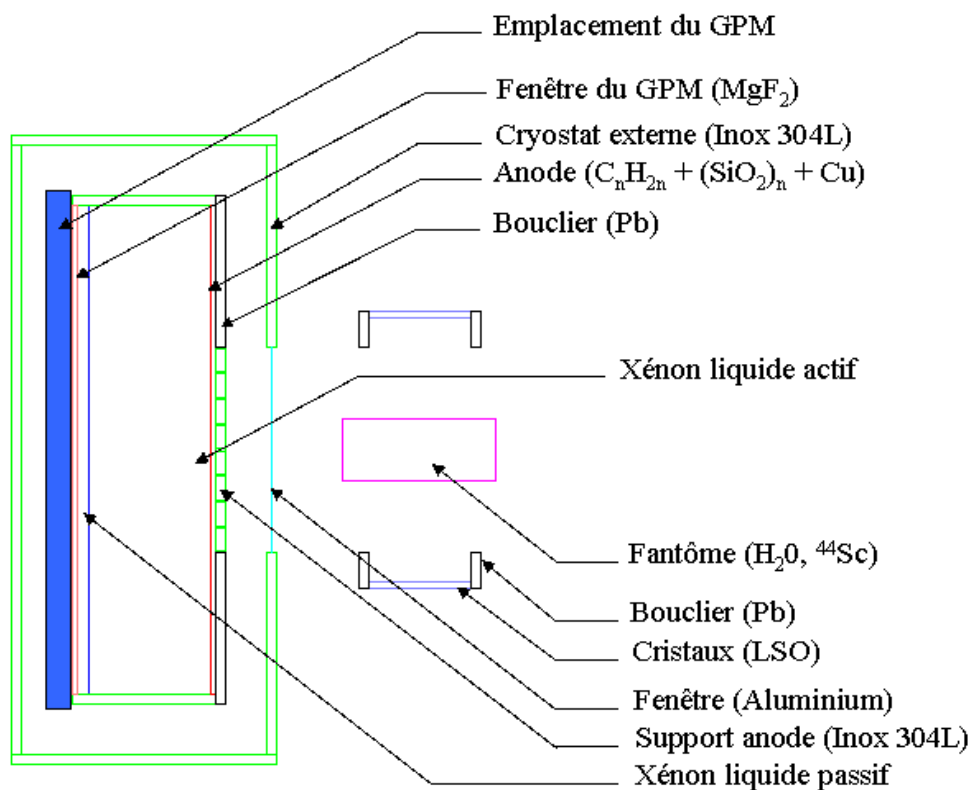


FIG. 3.32 – Vue de coupe de la géométrie simulée du système TEP/ 3γ avec GEANT4.

8 pouces de diamètre. Elle est constituée d'une anode segmentée en sous-anodes d'un pouce qui sont soutenues sur une structure rigidifiante en inox 304L dont la maille mesure 1 pouce de côté. L'anode est une céramique multicouche de R04350 (2,455 mm au total) et de cuivre (227 μm au total). Le circuit accueillant IDeF-X (épaisseur : 1 mm) est en 35N Arlon polyimide séparé par une couche de 1 mm de polymère cristal liquide. Une épaisseur de 50 microns de kapton est ajoutée. L'anode et l'électronique sont simulées par une couche de 4,455 mm d'un mélange de polymère (C_nH_{2n}) et de quartz (SiO_2), une couche de cuivre de 227 μm et d'une couche de 50 μm de Kapton. Le reste du cryostat est en inox 304 L. La fenêtre du GPM est en MgF_2 . Le

cryostat interne est entouré de 5 cm de vide d'isolation. La fenêtre d'entrée du cryostat externe est en aluminium, mesure 8 pouces de diamètre et 500 μm d'épaisseur. Elle supporte un différentiel de pression d'1 bar moyennant une flèche de 5 mm au centre. Afin de simuler un petit animal, une source de ^{44}Sc (β^+ , γ) est distribuée uniformément dans un cylindre d'eau de 6 cm de diamètre et de 15 cm de long. Une caméra TEP petit animal est simulée par une couronne de LSO de 1,5 cm d'épaisseur de 10 cm de long et de 26 cm de diamètre interne. Deux boucliers en plomb d'1 cm d'épaisseur sont positionnés de part et d'autre de la couronne.

3.7.2 Définition du lot d'évènements analysé

N_0 (10^7) désintégrations de ^{44}Sc , c'est-à-dire N_0 émissions simultanées d'un positon et d'un photon γ de 1,157 MeV ont été simulées avec le code de simulation Monte Carlo GEANT4. GEANT4 ne gérant pas le déroulement temporel des désintégrations, le temps de chaque désintégration t_i a été calculé de la manière suivante. Soit t_0 le temps du début des désintégrations, le temps de chaque désintégration est égal à $t_i = t_0 + \delta t_i$ avec δt_i issu du tirage aléatoire uniforme selon une exponentielle décroissante « $\exp(-t/\tau)$ » de constante de temps $\tau = A^{-1}$, A étant l'activité de la source. Ce temps est ajouté au temps propre de chaque interaction au sein d'un évènement. Dans cette étude la réponse de la TEP n'est pas simulée. Seule sa sensibilité est connue ($\varepsilon_{TEP} = 3,4\%$ [10]). Afin de sélectionner parmi les N_0 désintégrations les N_2 évènements sur lesquels la TEP aurait pu déclencher, nous avons procédé comme suit. Nous avons retenu les N_1 évènements dont le produit de la désintégration du positon n'a pas interagi avec le télescope Compton, sans quoi il est impossible que la TEP puisse déclencher. Si l'on applique l'efficacité de la TEP au nombre d'évènements N_1 sélectionnés, le nombre de désintégrations initiales est surrestimé.

$$N'_0 = \frac{N_1}{\varepsilon_{TEP}} > N_0 \quad (3.19)$$

En effet, la sélection des N_1 évènements restreint le domaine angulaire des photons sur lesquels la TEP peut déclencher. La sensibilité de la TEP est plus importante sur ces évènements. Afin de ne pas biaiser l'information temporelle des évènements, les évènements sur lesquels la TEP a déclenché sont identifiés suivant la probabilité :

$$p(N_2) = \frac{\varepsilon_{TEP} \times N_0}{N_1} \quad (3.20)$$

Parmi les N_0 évènements :

- les N_3 évènements dont le photon de 1,157 MeV part en direction de la face d'entrée du volume de xénon du GPM,
- les N_4 évènements qui déposent de l'énergie dans le volume de xénon du GPM,
- les N_5 évènements dont le photon de 1,157 MeV part en direction de la face d'entrée du volume de xénon de la TPC,
- les N_6 évènements qui déposent de l'énergie dans le volume de xénon de la TPC,

sont également identifiés et marqués.

3.7.3 Acceptances du détecteur

L'acceptance du volume de xénon liquide du GPM est définie par la fraction d'évènements dont le photon de 1,157 MeV part en direction de la face d'entrée du volume de xénon du GPM (N_3) par rapport au nombre total de désintégrations (N_0) :

$$acc_{GPM} = \frac{N_3}{N_0} \quad (3.21)$$

Elle vaut $39,28 \pm 0,02$ %.

L'acceptance du volume de xénon de la TPC (volume actif) est définie par la fraction d'évènement dont le photon de 1,157 MeV part en direction de la face d'entrée du volume de xénon de la TPC (N_5) par rapport au nombre total de désintégrations (N_0) :

$$acc_{TPC} = \frac{N_5}{N_0} \quad (3.22)$$

Elle vaut $11,87 \pm 0,01$ %.

3.7.4 Taux de déclenchement

Le taux de déclenchement de la TEP est supposé proportionnel à l'activité de la source ($\epsilon_{TEP} = 3,4$ %). Pour tous les déclenchements TEP, le signal lu par le GPM est intégré sur la fenêtre d'observation Δt de 300 ns. La valeur de cette intégrale est transformée en un équivalent de photoélectrons en divisant cette intégrale par l'intégrale d'une impulsion correspondant à la réponse d'un photoélectron unique. Lorsque le signal dépasse un seuil de 15 photoélectrons l'évènement déclenche le GPM. La figure 3.33 montre la probabilité de déclencher le GPM lorsque la TEP a déclenché, soit la probabilité de déclenchement du système TEP/ 3γ en fonction de l'activité de la source. L'erreur associée sur chacune des valeurs des efficacités est égale à :

$$\sigma_{\epsilon_{D3\gamma}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{D3\gamma}(1 - \epsilon_{D3\gamma})}{N_0}} \quad (3.23)$$

Les barres d'erreur ne sont pas visibles sur la courbe car $N_0 = 10^7$. La probabilité de déclenchement est stable et vaut 0,575 % jusqu'à une activité de 10^4 Bq. Ce taux de déclenchement augmente à partir de 10^5 Bq. L'augmentation relative de la probabilité de déclenchement ($\Delta\epsilon_{D3\gamma}/\epsilon_{D3\gamma}$) vaut 6 % à 10^5 Bq. Appelons $P(k; \lambda \Delta t)$ la probabilité d'avoir k évènements dans une fenêtre temporelle de durée Δt avec λ le nombre d'évènements qui déclenchent la chambre

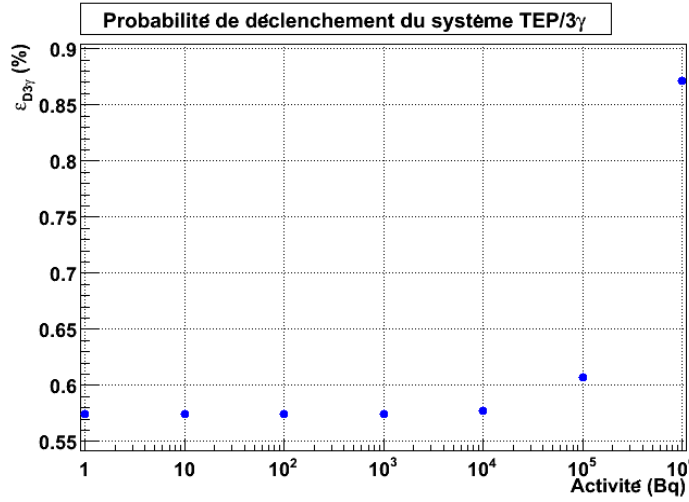


FIG. 3.33 – Probabilité de déclenchement du système TEP/3 γ (ou du GPM lorsque la TEP a déclenché).

par unité de temps. Alors $P(k; \lambda \Delta t)$ s'écrit :

$$P(k, \lambda \Delta t) = \exp(-\lambda \Delta t) \frac{(\lambda \Delta t)^k}{k!} \quad (3.24)$$

La probabilité d'occupation au déclenchement est la probabilité p d'avoir un évènement ou plus dans cette fenêtre temporelle qui ajoute un signal qui fasse que le signal intégré sur la fenêtre Δt soit supérieur au seuil de 15 photoélectrons. Elle est donc la probabilité complémentaire de n'avoir aucun évènement durant cette durée. L'expression de p est donc la suivante :

$$p = 1 - P(0, \lambda \Delta t) = 1 - \exp(-\lambda \Delta t) \quad (3.25)$$

Calculons cette probabilité pour une activité A de 10^5 Bq, pour l'acceptance géométrique du GPM de 39,4 % (paragraphe 3.7.3) et la fenêtre Δt de temps de 300 ns.

$$p = 1 - \exp(-3 \times A \times accGPM \times \Delta t) = 3,5\% \quad (3.26)$$

Le facteur 3 provient du nombre de photons γ résultant de la désintégration du ^{44}Sc . Le taux d'occupation du système TEP/3 γ est donc 2,5 % plus élevé que celui déduit du calcul analytique qui n'inclue pas la durée réelle des signaux. En effet, les signaux qui débutent avant la fenêtre d'intégration peuvent induire une occupation (ou pile-up).

Enfin, nous pouvons remarquer, que si nous parlons en taux de déclenchement, le système TEP/3 γ est amené à déclencher avec une fréquence de 610 Hz pour une activité de source de 10^5 Bq ce qui, au niveau purement électronique, est largement acceptable.

Parmi les déclenchements du système TEP/3 γ , la probabilité d'avoir un bon évènement est

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

de 32 % à basse activité comme le montre implicitement la courbe « total » de la figure 3.34. Cette courbe représente la probabilité qu'un mauvais évènement déclenche le système TEP/3 γ .

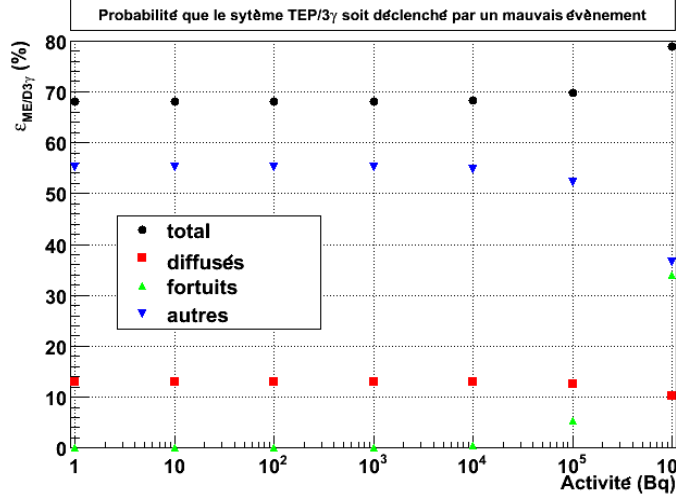


FIG. 3.34 – Probabilité de déclenchement du système TEP/3 γ par un mauvais évènement. La contribution des diffusés, des fortuits et autres accompagne le total des mauvais évènements.

L'erreur associée sur chacune des valeurs des efficacités est égale à :

$$\sigma_{\epsilon_{ME/D3\gamma}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{ME/D3\gamma}(1 - \epsilon_{ME/D3\gamma})}{N_0 \times \epsilon_{D3\gamma}}} \quad (3.27)$$

Les barres d'erreur ne sont pas visibles sur les courbes. Définissons les termes de bons et mauvais évènements. Un bon évènement correspond à un photon de 1,157 MeV, appartenant au même évènement, qui part dans l'acceptance de la TPC, qui ne diffuse pas et qui dépose de l'énergie dans le volume total de xénon liquide. Tous les autres évènements sont définis comme mauvais évènements. Les mauvais évènements sont constitués de diffusés, de fortuits et d'autres évènements. Les diffusés sont des photons γ de 1,157 MeV qui partent dans l'acceptance de la TPC, qui diffusent et qui déposent de l'énergie dans le volume total de xénon liquide. Les fortuits sont des évènements dont ni le photon γ de 1,157 MeV ni les photons γ de 511 keV n'ont interagi avec le volume de xénon liquide mais qui « déclenchent » le système TEP/3 γ à cause d'un (ou plusieurs) autre(s) évènement(s) (photons de 1,157 MeV ou 511 keV) ayant généré un signal de scintillation dépassant le seuil de 15 photoélectrons. Les autres sont des évènements qui ne sont pas partis dans l'acceptance de la TPC et qui ne sont pas fortuits donc qui ont interagi avec le volume de xénon liquide.

A basse activité, la probabilité qu'un évènement qui déclenche le système TEP/3 γ soit un mauvais évènement est de 68 %. En effet, la dimension du GPM (20 pouces de diamètre) par rapport à celle de la zone active de la TPC (8 pouces de diamètre) induit des déclenchements de mauvais évènements qui déposent de l'énergie en dehors de la zone active de la TPC. La taille

du GPM diminue de ce fait la sélectivité de déclenchement sur les bons événements. Néanmoins ceci garantit une homogénéité de la réponse du GPM sur une zone correspondant au volume de la TPC (paragraphe 3.6).

A partir d'une activité de 10^5 Bq le nombre d'événements fortuits qui déclenchent le système TEP/3 γ augmente ce qui induit une diminution du nombre de bons événements déclencheurs.

3.7.5 Taux d'occupation ou pile-up des bons événements

A basse activité la probabilité de déclenchement du système TEP/3 γ sur un bon événement est de 32 %. Lorsque l'activité augmente le taux d'occupation augmente et la probabilité, qu'un photon γ de 1,157 MeV d'un événement voit son signal de scintillation perturbé, sur une fenêtre de 300 ns, par celui d'un autre événement de 1,157 MeV ou de 511 keV, augmente. Le signal est considéré comme perturbé (pile-up) lorsque plus de 15 photoélectrons d'un autre événement contribuent au signal de l'événement d'intérêt. Ce seuil est très inférieur au nombre moyen de photoélectrons générés par les bons événements qui est environ de 200 photoélectrons (voir figure 3.35). La figure 3.36 montre le taux de pile-ups (ou taux d'occupation) parmi les bons

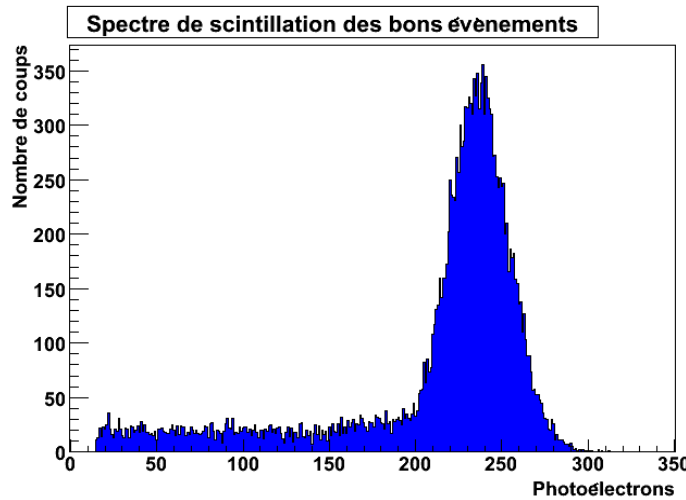


FIG. 3.35 – Spectre de scintillation des bons événements ayant déclenché le système TEP/3 γ .

événements ayant déclenché le système TEP/3 γ . L'erreur associée sur chacune des valeurs des efficacités est égale à :

$$\sigma_{\epsilon_{Oc/BE/D3\gamma}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{Oc/BE/D3\gamma}(1 - \epsilon_{Oc/BE/D3\gamma})}{N_0 \times \epsilon_{BE/D3\gamma}}} \quad (3.28)$$

Le taux d'occupation est nul en dessous de 10^4 Bq. A 10^5 Bq le nombre de pile-ups commence à augmenter mais ne représente que 1 % des bons événements, ce qui ne va modifier que très peu

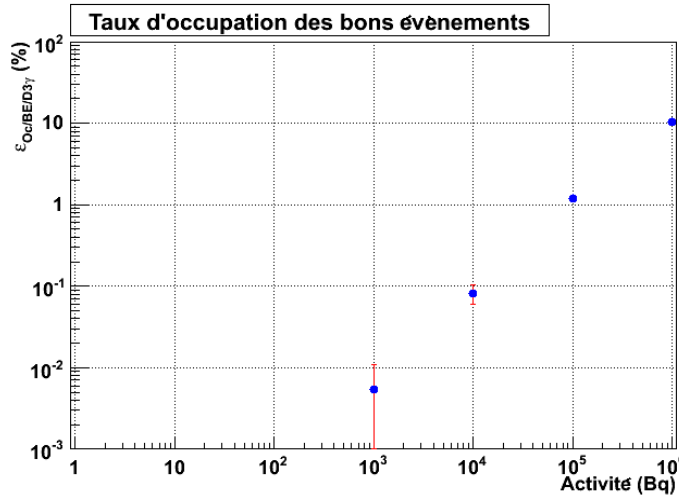


FIG. 3.36 – Taux d’occupation des bons événements déclencheurs du système TEP/ 3γ .

l’efficacité de déclenchement du trigger local définie dans le chapitre 3.16. Cette probabilité est inférieure au taux d’occupation de 3,5 % (voir calcul 3.26). Tous les événements ne déposent pas une énergie suffisante sur la fenêtre de 300 ns pour induire une occupation.

3.7.6 Conclusions

Cette étude a permis de montrer que la taille du GPM, bien que diminuant la sélectivité de déclenchement sur les bons événements, n’est pas un facteur limitant pour le système TEP/ 3γ . Le taux de déclenchement correspondant à une activité de 10^5 Bq est de ~ 600 Hz ce qui est largement acceptable pour une électronique d’acquisition classique. De plus, la surface du GPM par rapport à celle de la zone active permet d’obtenir une réponse volumique des signaux de scintillation homogène pour les événements interagissant au sein du volume de la TPC.

L’occupation du système TEP/ 3γ , pour une activité de 10^5 Bq, est négligeable (~ 1 %) ce qui garantit la conservation d’une efficacité de déclenchement du trigger local identique à celle sans activité. Le GPM respecte le cahier des charges concernant l’activité de 10^5 Bq fixée pour débiter les études sur l’imagerie 3γ .

A plus haut flux néanmoins l’occupation aura comme impacte de diminuer l’efficacité de déclenchement du trigger local. Il faudra, pour travailler à plus haute activité, identifier les pile-ups par analyse de forme des signaux par exemple.

3.8 Vieillissement du CsI dans un télescope Compton pour l'imagerie médicale

Nous avons vu dans le chapitre 2 que la remontée d'ions induit un vieillissement de l'iodure de césium. Ce paragraphe a pour but d'évaluer la longévité d'une photocathode de CsI dans les conditions d'utilisation d'un télescope Compton au xénon liquide pour l'imagerie médicale.

3.8.1 Evaluation du temps nécessaire à la réalisation d'une image à 100 coups par voxel

Pour reconstruire la distribution des atomes de ^{44}Sc disposés uniformément dans le fantôme de rat, modelisé par un cylindre d'eau de 15 cm de long et de 6 cm, il est nécessaire d'avoir 100 cps/voxel reconstruits. Ceci représente un total de 424 voxels de 1 cm^3 soit 42.10^3 évènements à reconstruire. La sensibilité de la caméra Compton (0,82 %) couplée à celle d'une caméra μ -TEP (3,4 %) est de $2,8.10^{-4}$ [10]. Il faut donc $n = 1,5.10^8$ désintégrations pour obtenir une image complète. Si l'activité injectée A_0 est de 100 kBq, le temps nécessaire à la réalisation d'une image est de :

$$t = -t_{1/2}(^{44}\text{Sc}) \ln \left(1 - \frac{n}{A_0 \times t_{1/2}(^{44}\text{Sc})} \right) \quad (3.29)$$

, soit 27 minutes.

3.8.2 Evaluation du nombre d'images réalisables avec une caméra Compton avec une activité de ^{44}Sc de 10^5 Bq

Le vieillissement des photocathodes se mesure en fonction de la densité surfacique de charge cumulée C_{cumul} , qui s'exprime en $\mu\text{C}.\text{mm}^{-2}.\text{s}^{-1}$:

$$C_{cumul} = \overline{n_{pe}} \times A \times G \times IBF \times q/S \quad (3.30)$$

où

- $\overline{n_{pe}}$ est le nombre de photoélectrons moyen par désintégration,
- A est l'activité,
- G est le gain du GPM,
- $IBF(\%)$ est le taux de remontée des ions,
- $q(\text{C})$ est la charge élémentaire,
- et S est la surface de la photocathode.

Supposons une utilisation du télescope Compton sous une activité de 10^5 Bq . Le nombre moyen de photoélectrons produits par évènement se déduit de la valeur de la moyenne du spectre de scintillation de la figure 3.37. Ce spectre est issu de la simulation de la lumière de scintillation

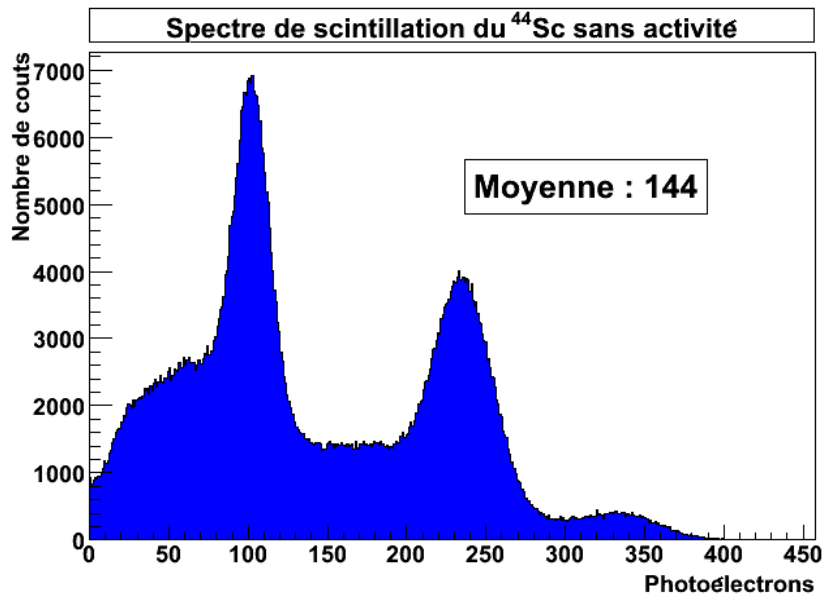


FIG. 3.37 – Spectre de scintillation issu de l’interaction des γ du ^{44}Sc dans le xénon liquide. (10^7 désintégrations, sans pile-up)

engendrée par 10^7 désintégrations de ^{44}Sc suivant la géométrie décrite dans le paragraphe 3.7. Sur les 10^7 désintégrations 7 272 400 ne génèrent pas de scintillation. Le nombre moyen de photoélectrons par désintégration est donc de 39,3. Supposons un gain du photodétecteur de $5 \cdot 10^5$ et un taux de remontée d’ions de 10^{-3} (voir figure 4.20 chapitre 4). La densité de charge cumulée est de $1,55 \cdot 10^{-9} \mu\text{C} \cdot \text{mm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Nous allons voir dans le paragraphe 4.3.3 que l’EQ diminue d’une vingtaine de pourcents pour une charge cumulée de $1 \mu\text{C} \cdot \text{mm}^{-2}$ [141]. A raison de 10 acquisitions par jour, de 30 minutes chacune, le temps fonctionnement journalier de la caméra est donc de $1,8 \cdot 10^4$ sec. La durée d’utilisation correspondant à un vieillissement de 20 % de la photocathode est alors de 98 ans.

Notons que le vieillissement de $6,6 \% \mu\text{C}^{-1} \cdot \text{mm}^{-2}$ est considéré comme constant. H. Höldmoser *et al.* [193] ont montré que ce vieillissement s’atténue en fonction de la charge cumulée mais à partir d’une dose de l’ordre du millicoulomb. Au premier ordre donc, le vieillissement est directement proportionnelle au taux de remontée des ions. Si ce dernier est de 1, tous les ions remontent vers la photocathode, le nombre de jours correspondant à un vieillissement de 20 % de l’efficacité quantique, passe alors à 36.

3.9 Evaluation de la remontée d'ions avec une structure PIM de type 500-670 lpi

Dans le chapitre 2 nous avons abordé l'effet de la remontée des ions vers les électrodes de plus haut potentiel négatif. Au sein des photodétecteurs les ions peuvent induire un vieillissement prématuré des photocathodes. Comme nous le verrons plus en détail dans le chapitre 4, les microgrilles, et plus particulièrement la structure PIM (Parallel Ionization Multiplier) [194], permettent de bloquer la majeure partie des ions. Cette dernière est constituée de deux microgrilles de paramètres de maille différents maintenues à une centaine de microns l'une de l'autre par un espaceur en kapton.

La superposition de deux grilles l'une sur l'autre peut engendrer des motifs de transparence au niveau macroscopique et donc ainsi une inhomogénéité du blocage des ions. L'étude par simulation suivante permet de mettre en évidence l'homogénéité de la remontée d'ions et ceci quelque soient les positions relatives des grilles.

Deux grilles (500 et 670 lpi) à trous carrés ont été simulées par des grilles à trous circulaires (voir figure 3.38). Les caractéristiques géométriques des grilles sont résumées dans le tableau 3.3. Nous pouvons faire cette approximation géométrique car les équipotentiels à l'intérieur d'un trou carré deviennent très rapidement circulaires. La distribution des lignes de champ électrique au centre des trous est donc elle aussi concentrique. Celles qui ne bouclent pas sur les barreaux de la grille se trouvent concentrées au sein d'entonnoirs. Et ceci est d'autant plus vrai que le rapport de champ de part et d'autre de la grille est élevé. Les ions qui sont créés par amplification dans les détecteurs (entre les deux grilles du PIM, ou dans le MICRO-MEGAS) suivent les lignes de champ du fait de leur masse élevée en comparaison de la masse des électrons.

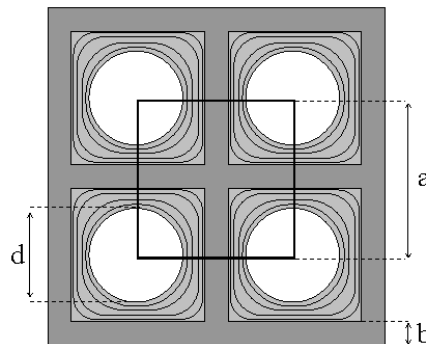


FIG. 3.38 – Représentation schématique d'une grille à mailles carrées, de paramètre de maille (a) et de largeur de barreau (b). Les cercles représentent les sections par lesquelles passent les ions sans boucler sur les barreaux de la grille.

3. Simulations de la détection de la lumière avec un GPM de grande surface

Type de grille	Côté de la maille (a)	Largeur des barreaux (b)
500 lpi	50,8	11,7
670 lpi	37,9	11,7

TAB. 3.3 – Caractéristiques des grilles du PIM simulé.

En considérant des grilles infiniment fines (l'épaisseur des grilles étant de $5\text{ }\mu\text{m}$), le diamètre d des entonnoirs (ou des trous circulaires des grilles) dépend du rapport de champ de la manière suivante, d'après la conservation du flux du champ électrique :

$$d = a \sqrt{\frac{E_1}{E_2 \times \pi}} \quad (3.31)$$

où a est le paramètre de maille, E_1 et E_2 sont les champs électriques présents de part et d'autre de la grille ($E_2 > E_1$).

La méthode de simulation est la suivante :

- un ion est généré tous les micromètres en x et y sur une surface de $(15 \times 15)\text{ cm}^2$,
- un premier masque est appliqué qui correspond à la surface du plan de détection,
- un deuxième masque correspondant à la grille 670 lpi puis un dernier correspondant à la grille 500 lpi sont appliqués.

La remontée d'ions (ou Ion BackFlow, IBF) est définie comme étant le rapport du nombre d'ions générés initialement se trouvant dans les trous de la première grille, tous les ions sont focalisés dans les trous et franchissent la grille, et le nombre d'ions qui atteignent l'espace de dérive supérieur.

L'IBF a été calculé sur des pixels de $(700 \times 700)\text{ }\mu\text{m}^2$ (correspondant aux entre-axes des trous des THGEM que nous avons utilisés expérimentalement, voir chapitre 5). La figure 3.39 montre la distribution spatiale de l'IBF sur l'ensemble d'un plan de détection pour un rapport de champ E_2/E_1 de 15. La figure 3.40 montre l'évolution de la valeur moyenne de la remontée d'ions en fonction du rapport de champ. Les barres d'erreur associées correspondent à l'écart-type des distributions de la remontée d'ions sur la surface de détection.

Enfin, l'effet de la position relative des deux grilles sur l'IBF est montré sur la figure 3.41 pour un rapport de champ de 5. La grille de 670 lpi a été déplacée sur une maille de la grille 500 lpi de 5 pas suivant chacun des axes. L'inhomogénéité de l'IBF apparaît pour de faibles rapports de champ. Les rapport de champ couramment utilisés sont de l'ordre de 30 afin d'atteindre une bonne transparence ou extraction des grilles d'une structure PIM ce qui assure une homogénéité de l'IBF sur l'ensemble du plan.

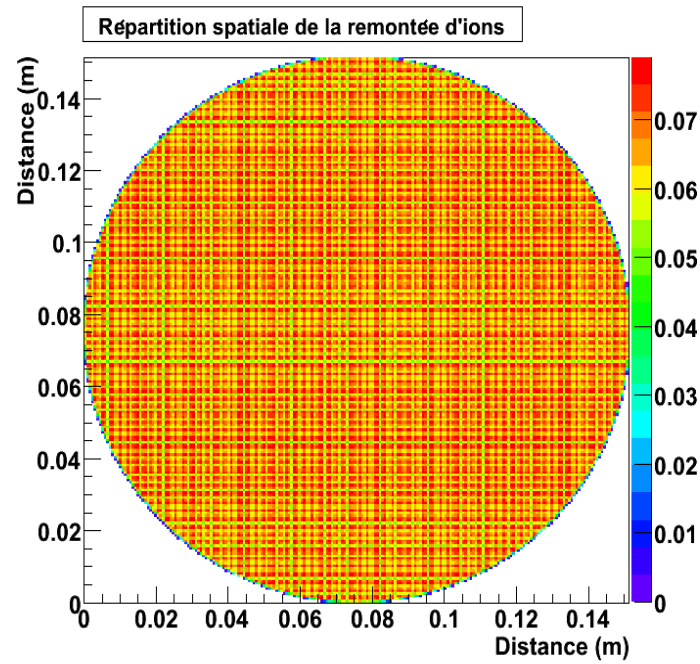


FIG. 3.39 – Distribution spatiale de la remontée d'ions sur une surface de 15 cm × 15 cm.

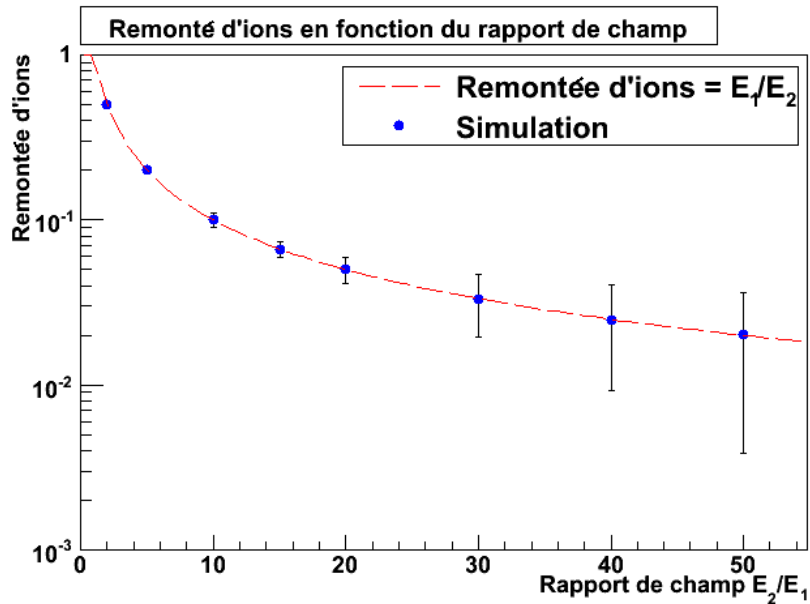


FIG. 3.40 – Remontée d'ions en fonction du rapport de champ E_2/E_1 pour une structure PIM (500-670 lpi).

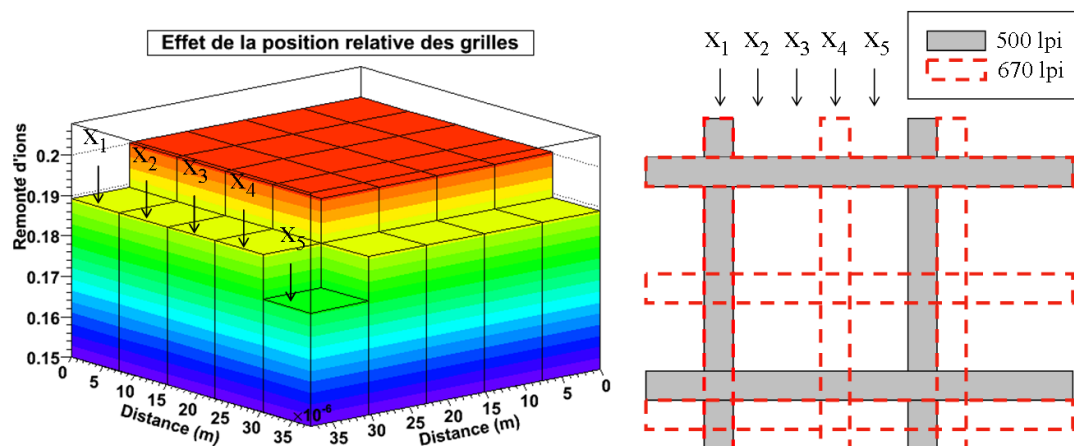


FIG. 3.41 – Moyenne de la remontée d’ions sur l’ensemble du plan en fonction de la position de la grille 670 lpi par rapport à la 500 lpi pour un rapport de champ de 5. Les 25 calculs de remontée d’ions correspondent à 25 positions de la grille 670 lpi par maille de la grille de 500 lpi.

3.10 Conclusions

Les outils de simulations GEANT4 et le code de simulation de propagation de la lumière de scintillation du xénon liquide nous ont permis de comprendre les caractéristiques de la détection avec un photomultiplicateur gazeux de grande taille. Notamment, la réponse du GPM est peu dépendante de la position des interactions au sein du volume de détection dans les trois directions de l’espace. Ceci nous a permis d’envisager son utilisation pour un déclenchement local de l’acquisition du signal d’ionisation afin de segmenter virtuellement le volume actif de la chambre à projection temporelle. Cette segmentation permet de diminuer le taux d’occupation de la TPC pour une activité donnée et ainsi de pouvoir réduire le temps d’acquisition à une trentaine de minutes pour une activité de 100 kBq. Enfin, la problématique du vieillissement des photocathodes de CsI à également été estimée dans le cadre de l’imagerie 3γ . Une solution pour réduire la remontée des ions de manière homogène sur le plan de détection a été proposée. Elle consiste à introduire une structure PIM dans le photomultiplicateur gazeux.

Chapitre 4

Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

Avant de pouvoir réaliser un GPM de grande taille nous avons réalisé deux prototypes qui nous ont permis de valider le concept de photomultiplicateur gazeux cryogénique. Ce chapitre a pour but de décrire l'ensemble des composantes de ce prototype depuis sa fenêtre d'entrée en passant par le mode de conversion des photons et l'amplification des photoélectrons jusqu'à la lecture du signal. Les caractéristiques des microstructures amplificatrices d'électrons utilisées, qui ont été abordées succinctement dans le chapitre 2, seront approfondies afin d'introduire les notions nécessaires à l'interprétation des résultats présentés dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

4.1 Principe

Au cours de ce développement, deux prototypes de photomultiplicateurs gazeux ont été construits et testés dont le principe de fonctionnement reste néanmoins identique. Plusieurs structures amplificatrices ont été testées à l'aide de ces prototypes comme les THGEM, le PIM (Parallel Ionization Multiplier) ou le MICROMEGAS. La figure 4.1 est une vue de coupe schématique du fonctionnement du GPM dans le xénon liquide avec deux THGEM.

Les photons UV issus de l'interaction d'un photon γ avec le xénon liquide sont émis de manière isotrope. Les photons réussissant à franchir la fenêtre d'entrée du GPM peuvent arracher par effet photoélectrique un photoélectron d'une photocathode réfléchive d'iodure de césium. Un champ électrique présent à la surface de la photocathode guide les photoélectrons vers les trous du THGEM à l'intérieur desquels le champ électrique est intense (~ 10 kV/cm) et le phénomène d'avalanche électronique peut avoir lieu. Les charges sont transférées ensuite à un second étage d'amplification par un champ électrique de dérive ou de transfert de l'ordre du kV/cm. Les charges atteignent ensuite un dernier espace dans lequel elles induisent un signal sur l'anode.

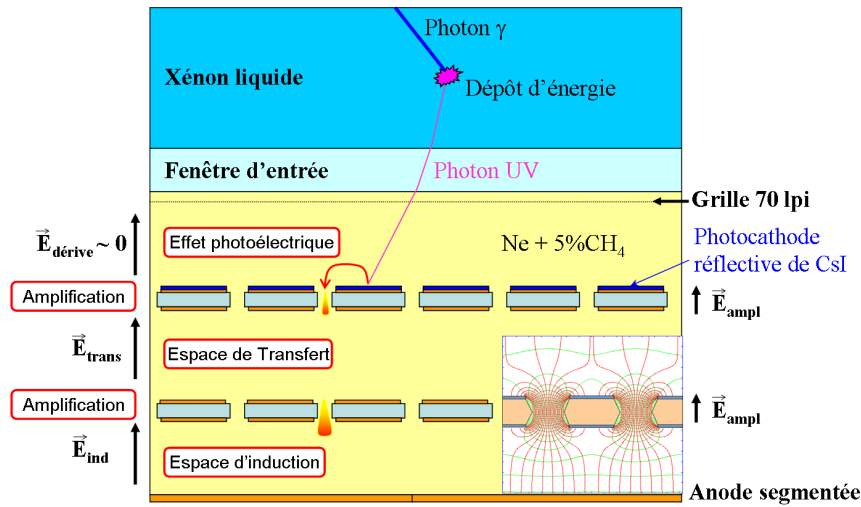


FIG. 4.1 – Vue de coupe schématique du photomultiplicateur gazeux doté de deux THGEM plongé dans le xénon liquide.

4.2 Choix des matériaux

4.2.1 Macrostructure

Le GPM est au contact direct du xénon liquide. Il doit comme les éléments de la chambre à projection temporelle être constitué de matériaux qui dégazent le moins possible et qui résistent aux contraintes de température et de pression. La partie interne du GPM doit quand à elle permettre le passage et la circulation du gaz ainsi que le passage des hautes tensions alimentant les électrodes. Enfin, la structure de soutien des amplificateurs à microstructures (THGEM, MICROMEGAS, grilles) mais aussi de la cathode ou de l'anode doivent répondre aux exigences de descente en froid et d'isolation électrique.

Les aciers inoxydables 304, 304L et 316L sont des aciers largement utilisés en cryogénie et pour le vide. Ils sont dotés d'un coefficient de dilatation thermique de $16.10^{-6} \text{ m.K}^{-1}$ et dégazent très peu ($< 10^{-10} \text{ Torr.l/s.cm}^2$, dépendant de la méthode de préparation [195]). Les surfaces au contact du xénon sont essentiellement en inox 304 ou 316L. La fenêtre est quand à elle en fluorure de magnésium et n'est pas réactive avec le xénon liquide et ne dégaze pas. Cependant elle possède un coefficient de dilatation thermique anisotrope et différent de l'inox 316L. Elle doit donc être fixée à une bride par un joint permettant de compenser les dilatations thermiques.

4.2.2 Supports et structure interne

La structure interne du détecteur sert de support aux structures amplificatrices et à l'anode. Elle doit avoir de bonnes caractéristiques diélectriques afin d'empêcher les claquages mais également de bonnes caractéristiques mécaniques pour la tenue en froid des microgaps.

Les THGEMs (en FR4, G10) sont robustes et peuvent supporter les contraintes engendrées par la déformation de leur support. Des matériaux comme le PEEK® ou le NORYL® peuvent servir à la conception de supports pour les THGEMs. Le PEEK® (oxy-1,4-phénylène-oxy-1,4-phénylène-oxy-1,4-phénylène) est un polymère aromatique linéaire semi-cristallin. C'est un bon isolant électrique ($6,5 \cdot 10^{16} \Omega \cdot \text{cm}$ à température ambiante) et il est facilement usinable. Son coefficient de dilatation thermique est de $\sim 30 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Les vis utilisées pour la fixation des THGEM sont des vis nylon. Le NORYL® est un mélange de polymères de poly(oxyde) de phénylène et de polystyrène. Il possède également de bonnes caractéristiques mécaniques et isolantes. Sa résistance électrique est $1 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ à température ambiante. Son coefficient d'expansion thermique est de $\sim 40 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Lorsque la structure amplificatrice est une microgille (MICROMEGAS ou PIM), il faut alors que les matériaux des cadres et supports de cadres possèdent un coefficient d'expansion thermique le plus proche possible de celui qui compose la grille (cuivre ou nickel). L'idéal est d'utiliser le même matériau que la grille pour construire son support, mais il faut alors réussir à isoler les différentes électrodes entre elles. Les PCB ROGERS® sont renforcés avec de la fibre de verre et possèdent des coefficients d'expansion thermiques proches du cuivre $\sim 15 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ dans un plan parallèle aux faces et $\sim 35 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ selon l'axe perpendiculaire.

Remarque : Les valeurs des coefficients d'expansion thermiques sont données autour de la température ambiante. Ces coefficients ont tendance à diminuer pour les basses températures.

4.2.3 Fenêtre d'entrée

La fenêtre d'entrée du GPM est un élément essentiel et critique. C'est l'épaisseur de la fenêtre qui va en premier lieu limiter la quantité de photons UV détectables. Une fenêtre la plus transparente et la plus fine possible doit être choisie. Cependant elle doit également supporter les efforts mécaniques dus à la pression du xénon mais également à la descente en froid. Dans un premier temps, nous avons choisi une fenêtre d'entrée en MgF_2 . Elle est scellée à une bride d'inox 304 par un joint en Kovar®. Ce dernier est un alliage de fer, nickel et de cobalt utilisé pour les scellements verre/metal et verre/céramique car il a un coefficient de dilation thermique faible ($\sim 5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$) proche de celui des fenêtres. Le hublot est résistant à une descente en température jusqu'à 153 K suivant un gradient thermique maximal de $25^\circ\text{C}/\text{min}$ ce qui est tout à fait en accord avec les caractéristiques de descente en froid du télescope. Le diamètre de vue effectif de la fenêtre est de 23 mm et son épaisseur est de 2 mm. Elle est montée sur une bride Conflat 40 (voir figure 4.2).

4. Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

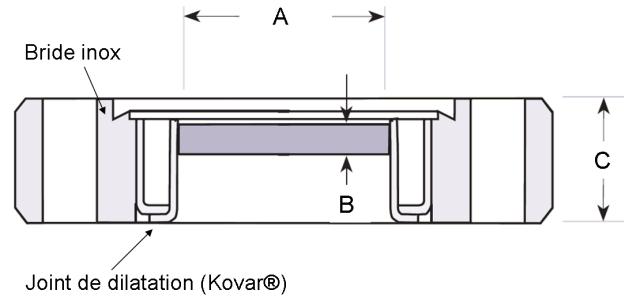


FIG. 4.2 – Vue de coupe schématique de hublot du GPM. A(champ de vue) = 23 mm, B(épaisseur de la fenêtre) = 2 mm, C(épaisseur de la bride) = 13 mm.

Le MgF_2 est un cristal anisotrope et possède des coefficients de dilatation thermique différents selon les axes du cristal [196, 197] :

- $14.10^{-6} \text{ K}^{-1}$ parallèle à l'axe c,
- 9.10^{-6} K^{-1} perpendiculaire à l'axe c.

Bien que le MgF_2 possède une faible biréfringence, ce cristal a été taillé de manière à ce que l'axe c soit normal à la surface. Ceci permet de minimiser l'effet de biréfringence du crystal lorsque celui-ci est utilisé pour une optique de précision. Ces indices optiques à 178 nm sont de 1,440 pour l'ordinaire et de 1,454 pour l'extraordinaire.

La fenêtre est soumise à une pression d'environ 1,5 bar en fonctionnement du côté xénon et 1,1 bar du côté gaz. La pression du xénon peut atteindre 2 bars lors du précooling de l'enceinte interne. Il faut donc que la fenêtre soit capable de supporter une pression différentielle d'un bar. Pour les phases de tests et de développement le hublot en MgF_2 utilisé est capable de supporter un différentiel de pression de 2 bars afin d'empêcher une rupture en cas d'instabilité du dispositif cryogénique qui pourrait entraîner une perte de xénon ou une pollution de celui-ci avec les gaz du GPM (néon, méthane ou du CF_4).

En vue de la réalisation d'un GPM de grande surface plusieurs solutions sont envisagées pour compenser les efforts de pression sur la fenêtre d'entrée.

La première solution consiste à dimensionner une fenêtre assez épaisse pour soutenir un différentiel de pression de 2 bars (en cas de panne du PTR jusqu'à la rupture du disque et évacuation du xénon dans le tank de secours). Une formule approchée, la formule d'Harris (4.1) [198], permet d'estimer l'épaisseur minimale t_w de fenêtre d'un matériau donné avant rupture en fonction du différentiel de pression qui lui est appliqué ΔP .

$$t_w = 0.5A_w \left(K_w f_s \frac{\Delta P_w}{S_F} \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

où A_w est le diamètre de la fenêtre, f_s est le facteur de sécurité qui est typiquement égal à 4, K_w est une constante du type de support de la fenêtre. K_w est égal à 0,25 lorsque la fenêtre

est encastrée ou pincée et à 1,25 sinon. Enfin, S_F est la résistance à la rupture exprimée en mégapascal. La figure 4.3 montre cette fonction pour une fenêtre de 20 pouces de diamètre en quartz ou en MgF_2 . Il est alors nécessaire d'utiliser une fenêtre d'épaisseur conséquente (~ 2 cm) par rapport à la longueur d'absorption des matériaux.

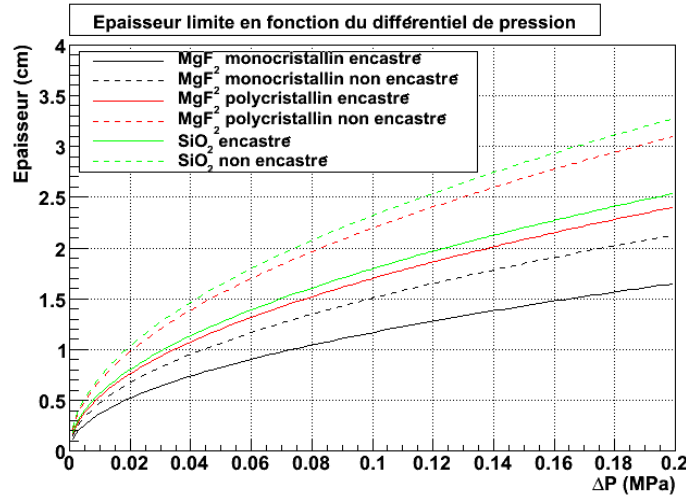


FIG. 4.3 – Epaisseur minimale d'une fenêtre (MgF_2 ou SiO_2) de 20 pouces de diamètre en fonction du différentiel de pression ΔP (MPa) selon que la fenêtre soit pincée ou non.

La seconde solution consiste à asservir la pression du GPM à la pression de l'enceinte interne de xénon. Dans ce cas un asservissement totalement électronique est réalisable. Mais afin de rendre le système autonome en cas de panne, une régulation mécanique à commandes pneumatiques est possible. Dans les deux cas un différentiel de moins de 100 mbar peut être assuré durant toutes les phases de fonctionnement du télescope rendant alors possible l'utilisation d'une fenêtre de faible épaisseur.

4.3 Une photocathode réflective d'iodure de césium

Les avantages des photocathodes solides réflectives ont été décrits dans le chapitre 2. Dans ce paragraphe nous nous intéresserons plus en détail au fonctionnement des photocathodes réflectives d'iodure de césium, halogénure alcalin. Le CsI possède une bonne efficacité quantique dans le VUV et est relativement « stable », bien qu'hygroscopique, et sa production et son dépôt sont aisés. C'est pourquoi ce matériau est de plus en plus utilisé dans le domaine de la photodétection UV.

Dans les années 60, H. R. Philipp et E. A. Taft [131] initient les premiers travaux sur la photoémission de l'iodure de césium et ouvrent de nouvelles voies possibles pour la détection de la lumière ultra violette. L'idée d'utiliser les photocathodes de CsI dans des détecteurs gazeux a

été introduite par l'équipe de G. Charpak dans la fin des années 80 [126]. Ensuite, la collaboration RD26 a joué un rôle important dans le perfectionnement de l'efficacité quantique à travers le choix de substrats adaptés, les procédures de dépôts et dans le choix de gaz minimisant la rétrodiffusion électronique, paramètre important pour les photodétecteurs gazeux comme nous le verrons dans le paragraphe 4.5.4.

4.3.1 Dépôt du CsI

Si le CsI est relativement peu réactif, par rapport aux photocathodes couramment utilisées, il ne supporte pas l'exposition prolongée à l'air et il doit être déposé sur un substrat adapté. Lorsqu'il est déposé sur une électrode en cuivre celle-ci doit être recouverte d'or, de nickel ou d'aluminium afin d'empêcher toute réaction chimique conduisant à la formation de CuI, entraînant une perte d'EQ du CsI. Le substrat doit également être préalablement nettoyé au bain ultrasons dans de l'éthanol puis séché au four afin d'évaporer les traces d'eau résiduelles. Le dépôt doit être effectué sous un vide poussé de 10^{-9} bar afin d'empêcher toute pollution du dépôt [193].

Plusieurs techniques de dépôt peuvent être utilisées comme l'évaporation par canon à électron, l'évaporation cathodique et l'évaporation résistive. La dernière est la plus répandue et la plus simple à mettre en oeuvre pour de petites surfaces ($\sim 100 \text{ cm}^2$). De la poudre de CsI (fins cristaux) de haute pureté (5N) est déposée dans un creuset qui est monté à haute température par un fort courant le traversant. Le CsI est chauffé jusqu'à son point de fusion ($T_{\text{fusion}} = 621^\circ\text{C}$) afin d'évaporer d'éventuelles traces d'impureté et d'obtenir une température homogène au sein du creuset. En effet, le CsI chauffé trop fort localement peut se dissocier ou être éjecté brutalement. Il est ensuite évaporé et vient se déposer sur l'électrode en regard. Le taux de dépôt est contrôlé par un oscillateur à quartz placé au plus proche de la surface à recouvrir. La vitesse de croissance est importante pour la croissance de la couche de CsI cristallisé. Un taux de 10 Å/s est optimal et doit être maintenu constant lors du dépôt. Un traitement du substrat, avant et après dépôt, par recuit peut être utilisé pour renforcer l'efficacité quantique des photocathodes [199, 200].

4.3.2 L'effet photoélectrique dans l'iodure de césium

L'effet photoélectrique dans l'iodure de césium peut être décrit par le modèle en trois temps de Spicer [97] décrivant :

- la photoabsorption,
- le transport du photoélectron jusqu'à la surface de la photocathode,
- son extraction ou émission.

Ce modèle prend en compte le fait que l'épaisseur de la photocathode influe sur l'efficacité quantique et que l'effet photoélectrique est un phénomène intervenant dans le volume du semi-conducteur.

La contribution à l'efficacité quantique (la quantité $di(x)$ de photocourant) d'une épaisseur de photocathode comprise entre une profondeur x et $x + dx$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$di(x) = P_{0\alpha}(h\nu, x, dx) P_T(h\nu, x) P_E(h\nu) \quad (4.2)$$

où $P_{0\alpha}(h\nu, x, dx)$ est la probabilité d'excitation d'un électron au dessus de l'énergie du vide du CsI, $P_T(h\nu, x)$ est la probabilité qu'un photon atteigne la surface et $P_E(h\nu)$ est la probabilité qu'un photoélectron atteignant la surface soit extrait.

$$P_{0\alpha}(h\nu, x, dx) = \alpha_{PE}(h\nu) I_0 (1 - R(h\nu)) \exp(-\alpha x) dx, \quad (4.3)$$

$$P_T(h\nu, x) = \exp\left(-\frac{x}{L(h\nu)}\right) \quad (4.4)$$

où $\alpha(h\nu)$ est le coefficient d'absorption du CsI, $R(h\nu)$ est le pourcentage de photons réfléchis à l'interface gaz/photocathode, I_0 est l'intensité lumineuse initiale, $\alpha_{PE}(h\nu)$ représente la part des photoélectrons ayant une énergie supérieure à l'énergie du vide du CsI et pouvant être extraits (voir paragraphe 2.3.1 du chapitre 2), et $L(h\nu)$ est la longueur d'échappement des photoélectrons. Le taux de production, ou efficacité quantique (EQ), pour une longueur d'onde, est donné par le rapport du nombre de photoélectrons effectivement extraits sur le nombre de photons incidents. Lorsque l'épaisseur de la photocathode est grande devant l_a et L , l'expression de l'EQ est la suivante :

$$EQ = \frac{i}{I_0} = \frac{\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}}{1 + \frac{l_a}{L}} P_E (1 - R) \quad (4.5)$$

où l_a est la longueur d'absorption associée à α ($l_a = \alpha^{-1}$) et L est la longueur d'échappement.

La photoémission est ainsi gouvernée par trois facteurs : $\frac{l_a}{L}$ doit être petit devant l'unité, $\frac{\alpha_{PE}}{\alpha}$ et P_E doivent être le plus proche possible de l'unité afin que l'EQ soit maximale.

Absorption

Dans le domaine d'énergie correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 150 et 190 nm, les photons sont absorbés par des transitions interbandes et l'excitation d'excitons. Les photons sont absorbés suivant un loi exponentielle puis le photoélectron est libéré au sein du CsI sans direction privilégiée. Cette interaction est caractérisée par la longueur d'absorption des UV : l_a .

Transport

Dans les semi-conducteurs il y a peu de diffusion électron-électron contrairement au métaux. Les diffusions inélastiques sont dominées par les diffusions électron-phonon. Les pertes énergétiques sont moins importantes et les photoélectrons peuvent plus facilement migrer vers la surface de la photocathode. La longueur d'échappement (L) est directement liée au transport

des charges dans le semi-conducteur.

Le rapport I_a/L est proche de l'unité dans le cas du CsI dans le domaine du VUV ce qui rend ce matériaux très performant (voir 2.3.6).

Emission

Le CsI possède une probabilité d'émission proche de 1 car sa bande de valence est très fine et la plupart des photoélectrons sont excités au dessus de la bande de valence.

4.3.3 Les phénomènes de vieillissement

Plusieurs phénomènes peuvent intervenir dans le vieillissement des photocathodes de CsI et ont été abordés précédemment dans le paragraphe 2.3.6. La présence d'humidité dans le détecteur ou la durée de mise à l'air de la photocathode sont à réduire au maximum. Les substrats cuivrés doivent être recouverts d'une fine couche d'or ou de nickel. Pour ce qui concerne l'effet des UV et des ions sur l'EQ du CsI, les phénomènes de dégradations ne sont pas totalement compris. Néanmoins de nombreuses études ont été menées pour tenter de quantifier l'impact de chacun d'eux sur la baisse d'EQ observée expérimentalement.

Le vieillissement dû au flux de photons est négligeable comparativement à celui engendré par les ions (voir la figure 4.4). Les deux figures montrent un vieillissement quasi linéaire à

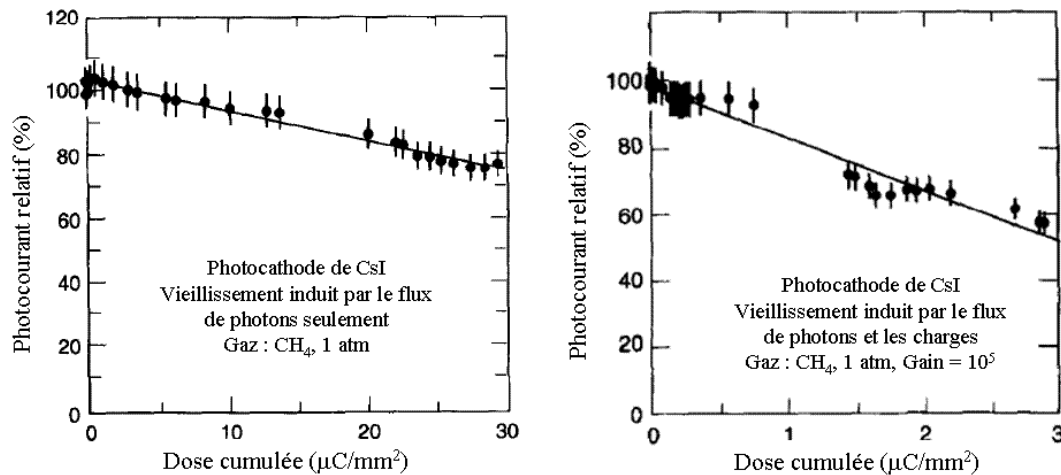


FIG. 4.4 – Vieillissement d'une photocathode de CsI induit par un flux photons seulement (à gauche, Gain = 1) et un flux de photons et de charges (à droite, Gain = 10^5) en fonction de l'équivalent de dose cumulée. Gaz : CH₄, P = 1 atmosphère. [141]

faible charge cumulée. Pour une forte charge cumulée le vieillissement ne varie plus linéairement en fonction de la quantité d'ions atteignant la photocathode. Un modèle simplifié proposé par

A. Bream *et al.* [193, 201] tente d'expliquer la cinétique de vieillissement par les ions. La photocathode est modélisée comme un ensemble de sites actifs qui, une fois touchés par les ions, ont une certaine probabilité de perdre leur EQ. Plus le nombre de site détruits augmente et plus l'impact des ions sur l'EQ totale diminue. L'efficacité décroît donc exponentiellement avec l'équivalent de dose déposée.

4.3.4 Effets de la température sur l'EQ du CsI

Les travaux de T.H. DiStefano et W.E. Spicer [202] ont montré que l'efficacité quantique du CsI est peu modifiée à basse température (77 K). Les mesures expérimentales ont été effectuées à 300 K et à 77 K sous une pression de 10^{-11} Torr. Pour des photons d'énergie inférieure à 8 eV, l'EQ à 77 K est même supérieure à celle mesurée à 300 K. Ce résultat est en accord avec les mesures effectuées par L. Periale *et al.* [177, 178] avec des détecteurs gazeux à basse température.

4.4 Amplification des photoélectrons

Lorsque de faibles quantités de charges primaires sont induites, il est nécessaire d'amplifier le signal primaire en induisant une multiplication de ces charges. Ceci peut être réalisé à l'aide de microstructures. Le phénomène d'amplification dans les gaz par des microstructures sera discuté dans ce paragraphe.

4.4.1 Phénomène d'amplification dans les gaz

Une fois que les photoélectrons sont extraits de la photocathode et transmis dans le gaz, ils sont ensuite accélérés par de forts champs électriques afin d'engendrer une amplification par avalanche électronique. En effet, le nombre de photoélectrons primaires est trop faible pour pouvoir induire un signal détectable sur l'anode. Les électrons vont gagner assez d'énergie entre deux collisions avec les atomes de gaz pour ioniser celui-ci comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.6 pour un champ électrique homogène. En première approximation, le gain d'amplification (G), pour une propagation de l'avalanche suivant l'axe z , s'exprime de la manière suivante :

$$G = \exp\left[\int_{z_1}^{z_2} (\alpha(z)dz)\right] \quad (4.6)$$

où α est le premier coefficient de Townsend. Dans cette approximation les phénomènes d'amplification secondaires sont négligés comme l'ionisation créée par émission de photons, l'attachement électronique des molécules du mélange gazeux, la recombinaison électron-ion et l'effet d'accumulation de charges d'espaces [203], mais ils influencent le gain réel du détecteur. Lors de l'avalanche électronique une partie des charges est ainsi créée par des processus secondaires. Des photons sont générés lors de l'avalanche et eux-même peuvent induire l'ionisation

indirecte des atomes de gaz du mélange. Un atome de gaz peut se désexciter en émettant un photon qui peut ioniser un atome de gaz quencheur. Des molécules du gaz peuvent avoir une certaine capacité à capturer les électrons libérés lors de l'avalanche. Ce phénomène porte le nom d'attachement et vient donc affaiblir le gain total. Il est dépendant de la nature du gaz et du champ électrique. La recombinaison électron-ion peut également affaiblir le gain du détecteur mais l'application d'un champ électrique relativement faible (\sim kV/cm) permet d'empêcher ce phénomène. Enfin, l'accumulation des charges d'espaces induit une modification locale du champ électrique qui influence le développement de l'avalanche.

Le premier coefficient de Townsend dépend du champ électrique et de la pression du mélange gazeux. Des modèles théoriques ont tenté d'expliquer la variation de ce coefficient en fonction de la pression du gaz. α peut s'exprimer de la manière suivante [204] :

$$\frac{\alpha}{P} = A \exp\left(-\frac{BP}{E}\right) \quad (4.7)$$

où E est le champ électrique, P est la pression du gaz, et A et B sont des coefficients dépendant de la nature du gaz et du domaine de champ électrique de fonctionnement du photodétecteur.

4.4.2 Effet de la température sur le gain

Les quelques études expérimentales réalisées à basse température montrent la nécessité d'appliquer des champs électriques plus élevées à pression constante afin de maintenir le gain du détecteur constant. Par exemple, L. Periale *et al.* [177, 205] rapportent la nécessité d'augmenter la tension de polarisation de 100 V pour un abaissement de 100 K et ceci pour un GEM (épaisseur 50 μ m) dans l'He+10% H₂.

La variation de la température à pression constante influe sur le phénomène d'amplification. A pression constante, une baisse de température entraîne une augmentation de la densité du gaz. Le libre parcours moyen des électrons, distance parcourue par un électron entre deux collisions, devient plus court. Les électrons ne gagnent plus assez d'énergie entre chaque collision pour ioniser les atomes de gaz. Pour un même champ électrique le gain du détecteur chute. De plus, une partie de l'énergie est dissipée par des processus non-ionisants dépendant de la température. Les échanges énergétiques par rayonnement entre les constituants du mélange gazeux sont également modifiés. Il est donc délicat de prévoir théoriquement la modification du gain en fonction de la température du gaz.

Le gain du détecteur peut être réduit par certaines contributions comme l'attachement électronique comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent. Autrement dit, le coefficient de Townsend α de l'équation 4.6 peut se décomposer en : $\alpha = \alpha_{ion} - \alpha_{att}$ où α_{ion} correspond au taux d'ionisation et α_{att} au taux d'attachement (le lecteur peut se référer au paragraphe 1.3.2 du chapitre 1 concernant la notion d'attachement électronique). Les figures 4.5 et 4.6 montrent respectivement l'évolution du taux d'ionisation et d'attachement en fonction de la température

pour un champ d'amplification de 20 kV/cm dans un mélange de Ne/CH₄ (90 :5) calculé à partir du programme MAGBOLTZ [206]. Le taux d'attachement est négligeable devant celui d'ionisation bien qu'il ait tendance à augmenter à basse température. La chute du gain avec la baisse de la température, pour un champ électrique et une pression donnés, est principalement due à la chute du taux d'ionisation.

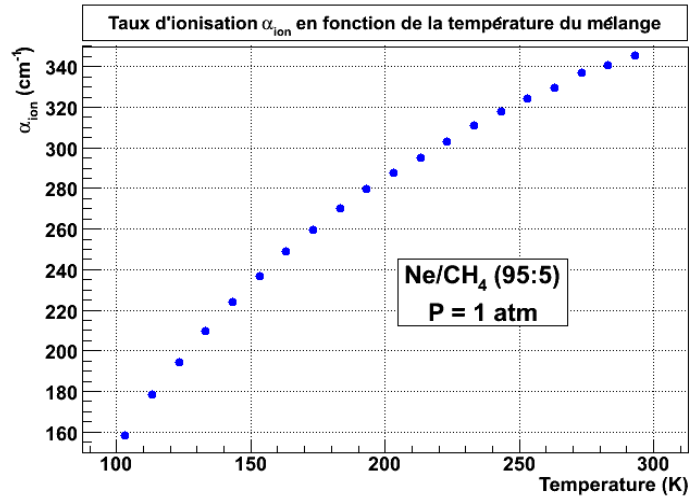


FIG. 4.5 – Evolution du taux d'ionisation en fonction de la température du mélange gazeux (Ne/CH₄ (95 :5)) pour une pression de 1 atmosphère.

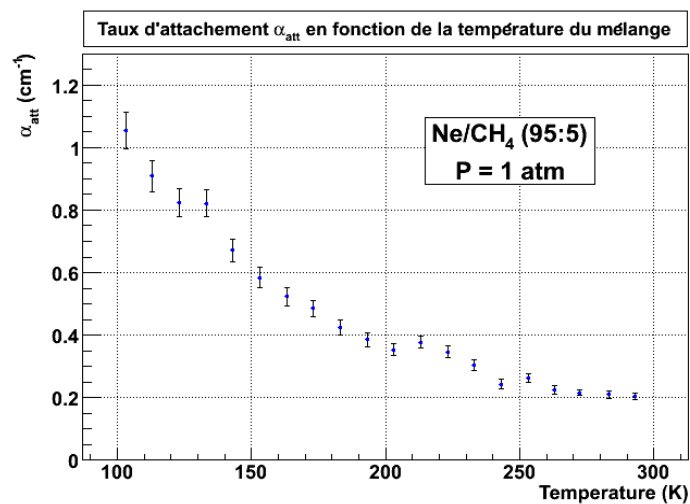


FIG. 4.6 – Evolution du taux d'attachement en fonction de la température du mélange gazeux (Ne/CH₄ (95 :5)) pour une pression de 1 atmosphère.

4.4.3 Amplificateurs à microstructures

THick Gaseous Electron Multiplier (THGEM)

Structure

Les THGEM sont des structures amplificatrices à trous qui, d'un point de vue géométrique, sont comparables aux GEM mais dont les dimensions sont élargies d'un facteur 5 à 50 (voir figure 2.13). Néanmoins, les orientations des lignes de champ électrique, les paramètres d'amplification et le transport des charges ne suivent pas le changement d'échelle et la simple augmentation d'épaisseur de l'isolant.

Ce sont des plaques de circuit imprimé (FR4, G10) pouvant mesurer de quelques centaines de microns à quelques millimètres d'épaisseur (300-3000 μm), recouvertes sur chacune des faces d'une fine couche de cuivre faisant office d'électrode de polarisation. Des trous, d'un diamètre comparable à l'épaisseur de l'isolant, sont percés mécaniquement [172, 171]. Le pourtour des trous est dépourvu de cuivre sur une couronne d'une cinquantaine de microns qui permet de gagner un facteur 10 sur le gain maximal atteignable sans apparition de décharges [161, 171] (voir figure 4.7). Leur structure leur confère une facilité de réalisation et une certaine résistance

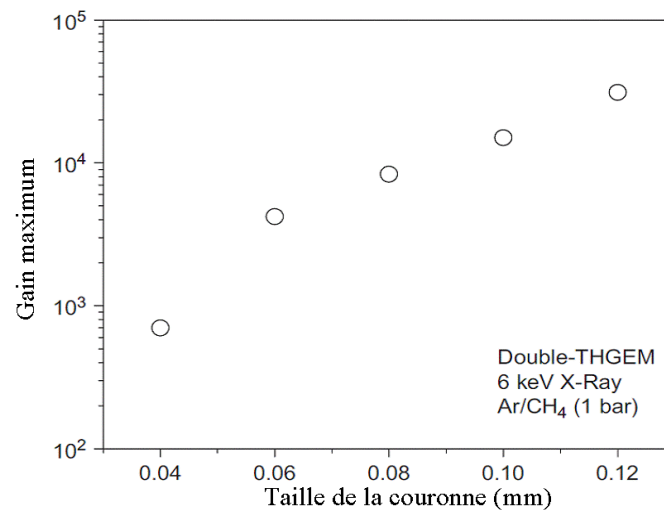


FIG. 4.7 – Gain maximal atteignable en fonction de la taille de la couronne entourant les trous des THGEM (épaisseur = 0,4 mm ; entre-axe = 1 mm ; diamètre des trous = 0,3 mm) [161]

à la flexion. Ils ne requièrent pas de précautions de manipulation particulières et peuvent être usinés sur de grandes surfaces. Les paramètres géométriques variables sont les suivants : le diamètre des trous « d », l'épaisseur de l'isolant « e », la taille des couronnes « c » ou encore le paramètre de maille (entre-axes) « m ». Ces paramètres influencent l'efficacité d'extraction photoélectronique, l'efficacité de collection ou l'efficacité du transfert des charges entre deux THGEM lorsqu'ils sont utilisés en cascade ou entre le THGEM et l'anode.

Efficacité d'extraction photoélectronique

L'efficacité d'extraction photoélectronique des photocathodes de CsI est définie expérimentalement par le rapport entre le courant (ou photocourant) mesuré dans le gaz (I_{gaz}) et celui mesuré dans le vide (I_{vide}) dans lequel le phénomène de rétrodiffusion électronique est absent (voir paragraphe 4.5.4).

$$\epsilon_{extraction} = \frac{I_{gaz}}{I_{vide}} \quad (4.8)$$

La figure 4.8 montre des mesures d'efficacité d'extraction réalisées dans différents gaz en fonction de l'intensité du champ électrique présent entre la photocathode du THGEM et la cathode (grille placée en regard du THGEM) sur laquelle la mesure du courant est effectuée. Le schéma

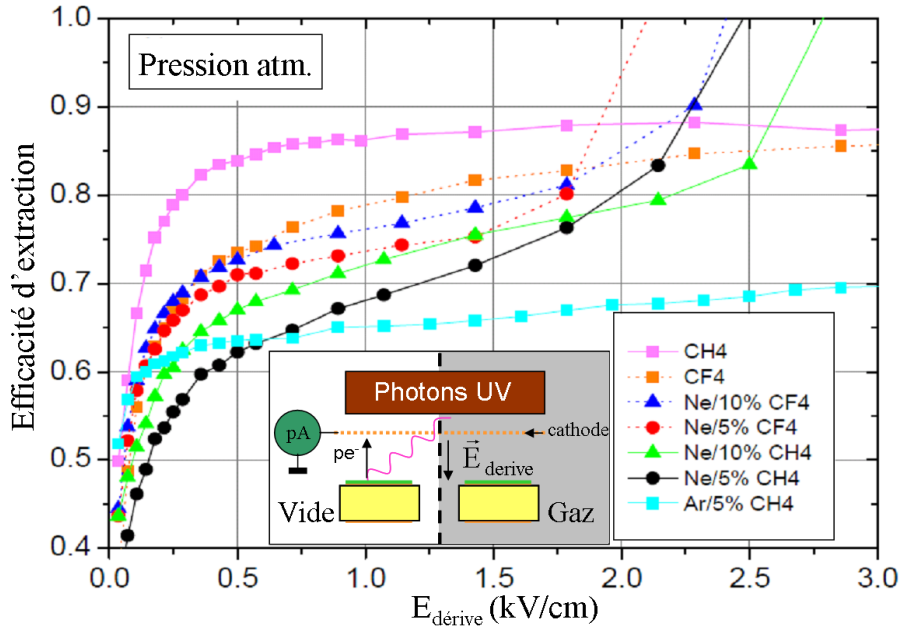


FIG. 4.8 – Efficacité d'extraction du CsI dans le CH_4 , CF_4 , Ne/CH_4 , Ne/CF_4 et Ar/CH_4 en fonction du champ électrique de dérive [191].

accompagnant la figure 4.8 montre le principe de la mesure. L'application d'un champ électrique de surface relativement élevé permet de vaincre la rétrodiffusion électronique. Ainsi, l'efficacité d'extraction augmente avec l'intensité du champ électrique pour atteindre un plateau qui débute autour de 0,5 kV/cm.

Les THGEM ont un intérêt certain comme support de photocathodes réfléchives telles que l'iodure de césium pour la photodétection. En effet, la configuration des lignes de champ électrique et l'intensité du champ électrique à la surface de l'électrode de conversion est favorable à l'extraction des photoélectrons et à leur focalisation dans les trous amplificateurs. La figure 4.9 montre le champ électrique, simulé avec le logiciel de simulation Maxwell [207], à la surface

4. Prototypé de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

de la photocathode entre deux trous du THGEM. Avec cette géométrie, à partir d'une différence

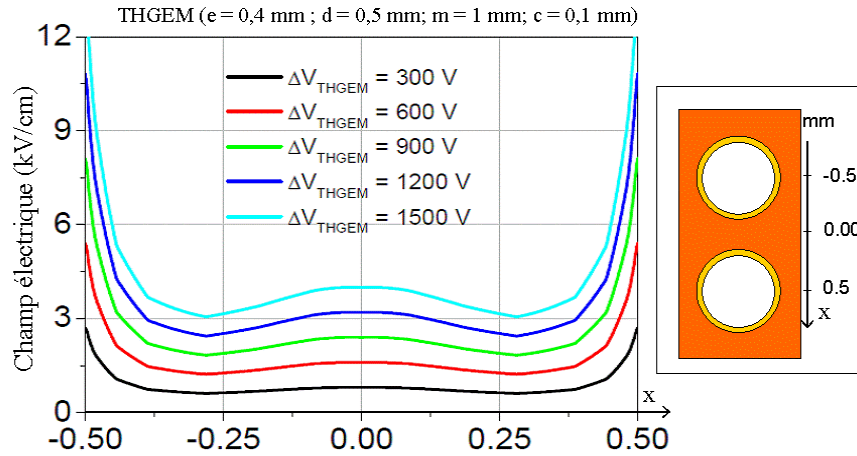


FIG. 4.9 – Intensité du champ électrique à la surface d'une électrode d'un THGEM entre deux trous. L'origine correspond au milieu des deux trous [208].

de potentiel ΔV_{THGEM} de 300 V le champ à la surface de la photocathode est supérieur à 0,5 kV/cm. Ceci montre que la géométrie des THGEM permet d'atteindre des champs de surface élevés même au centre de deux trous avec une différence de potentiel ΔV_{THGEM} raisonnable.

Efficacité de collection électronique

De manière générale c'est la probabilité de guider les charges depuis leur point de création jusqu'à l'intérieur d'un trou. Dans le cas d'un photodétecteur, cette efficacité inclut également la probabilité d'extraction d'un photoélectron dans un gaz. Cette dernière dépend du champ électrique présent en surface de la photocathode. Il doit être d'au moins 0,5 kV/cm pour que l'extraction soit bonne mais ceci est dépendant du mélange gazeux.

L'application d'une différence de potentiel nulle entre la cathode et la photocathode permet de maximiser l'extraction et favorise la focalisation des électrons dans les trous (voir schéma de la figure 4.10). La taille des trous et l'orientation des lignes de champ permettent une collection efficace des charges car leur diffusion transverse est de l'ordre de grandeur des trous. L'application d'un champ électrique légèrement inversé permet de s'affranchir du bruit de fond des particules ionisantes interagissant dans l'espace de dérive. Les charges créées entre la cathode et la photocathode sont ainsi collectées sur la cathode.

Efficacité d'extraction

Les charges issues de l'amplification dans chacun des trous du THGEM doivent être transférées à l'étage inférieur, à l'anode lorsqu'un seul THGEM est utilisé ou à un autre THGEM dans les détecteurs multiétagés. La probabilité de transfert des charges est appelée efficacité d'extraction

électronique. L'efficacité d'extraction de l'étage d'amplification vers un autre est représentée sur la figure 4.10 dans l'Ar/CO₂ (70 :30). La méthode de mesure est illustrée par le schéma accompagnant la figure 4.10. Elle consiste à mesurer le rapport du courant induit sur la face inférieure du THGEM (a), en inversant le champ électrique présent en dessous, et le courant induit sur la face supérieure du second THGEM (b), les électrodes du second THGEM étant portées au même potentiel.

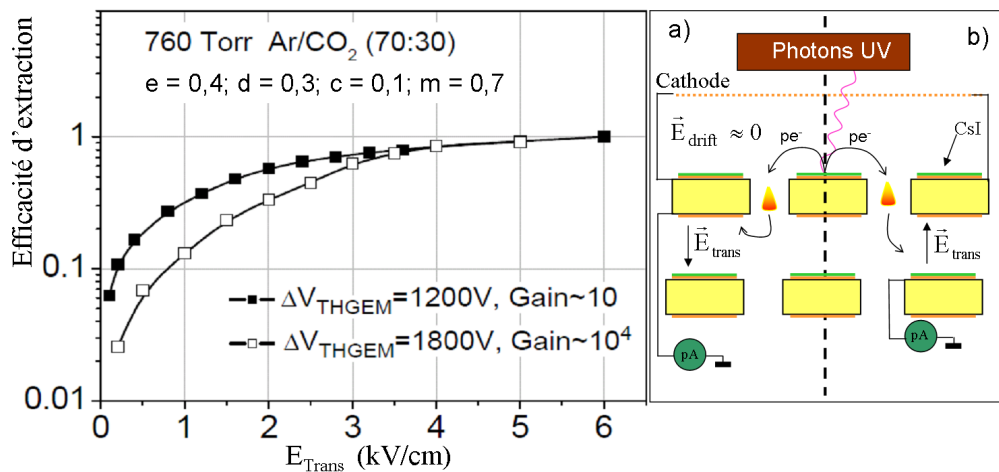


FIG. 4.10 – Efficacité d'extraction des charges d'amplification vers l'espace de transfert en fonction du champ électrique de transfert E_{Trans} (à gauche). Schéma du principe de la mesure : a) mesure du courant de référence, b) mesure du courant après extraction (à droite) [171].

La figure 4.11 montre le produit de l'efficacité de collection et d'extraction. C.D.R. Azevedo *et al.* [191] montrent donc que l'« efficacité de collection » proche de 1 peut être atteinte même à bas gains (voir figure 4.11). Cependant cet article ne donne pas de détails sur l'intensité du champ de transfert utilisé qui influence l'efficacité d'extraction comme le montre la figure 4.10.

Amplification

Les charges sont multipliées au sein des trous par des champs de quelques dizaines de kV/cm sous certaines conditions géométriques et notamment le rapport entre le diamètre des trous et l'épaisseur du THGEM (d/e). Pour que l'avalanche reste confinée dans les trous il faut que ce rapport soit proche de 1. La figure 4.12 montre la répartition du champ électrique suivant l'axe z orienté suivant l'épaisseur du THGEM au centre d'un trou simulé avec Maxwell. L'extension de l'avalanche hors du trou peut engendrer des effets secondaires et l'émission de photons. De plus, la différence de potentiel nécessaire à appliquer aux bornes d'un THGEM pour obtenir un champ électrique intense au centre du trou est supérieure lorsque le rapport d/e augmente. Ces critères expliquent la géométrie des THGEM que nous avons utilisés expérimentalement.

4. Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

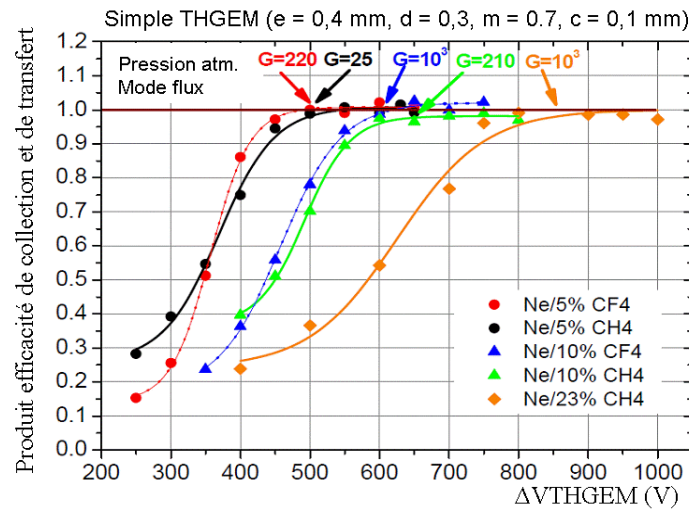


FIG. 4.11 – Produit de l'efficacité de collection et d'extraction en fonction de la différence de potentiel aux bornes du THGEM dans différents mélanges de néon (Ne/CH₄ et Ne/CF₄). Le gain correspondant à une « collection totale » est indiqué pour chacune des courbes [191].

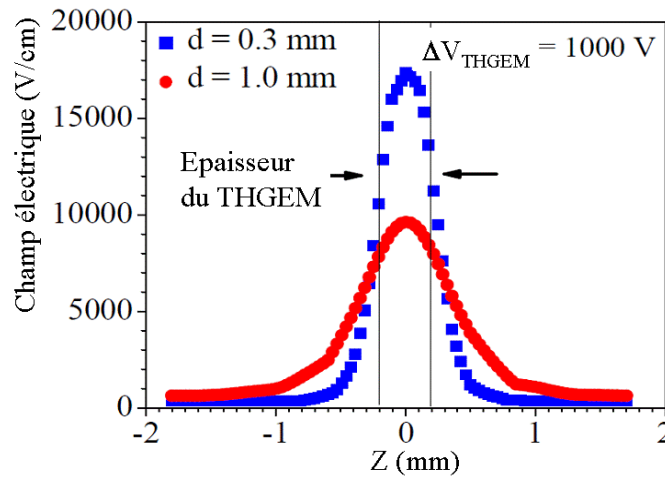


FIG. 4.12 – Intensité du champ électrique suivant un axe perpendiculaire à la surface du THGEM et passant par le centre d'un trou. L'épaisseur du THGEM est : $e = 0,4$ mm.

Ion backflow

Si les THGEM possèdent une structure permettant une efficacité de collection élevée, ils ne permettent pas de bloquer efficacement la remontée des ions. En effet, les structures à trous relativement épaisses ne permettent pas de bloquer les ions qui, contrairement aux électrons qui diffusent, suivent les lignes de champ et remontent vers l'électrode de plus faible potentiel. Si l'on veut minimiser la remontée ionique il est donc nécessaire de faire un compromis

entre la capacité d'extraction photoélectrique qui est favorisée par la géométrie des THGEM et l'amplification qui doit être faible afin de créer le moins possible d'ions au plus proche de la photocathode. En effet, la quasi-totalité des ions créés lors de l'avalanche remontent. Pour un THGEM simple il s'agit de 98 % [172]. Pour une photocathode semi-transparente la fraction d'ions qui remontent augmente presque linéairement avec le champ électrique de dérive comme le montre la figure 4.13. La mise en cascade des THGEM permet de réduire la proportion d'ions

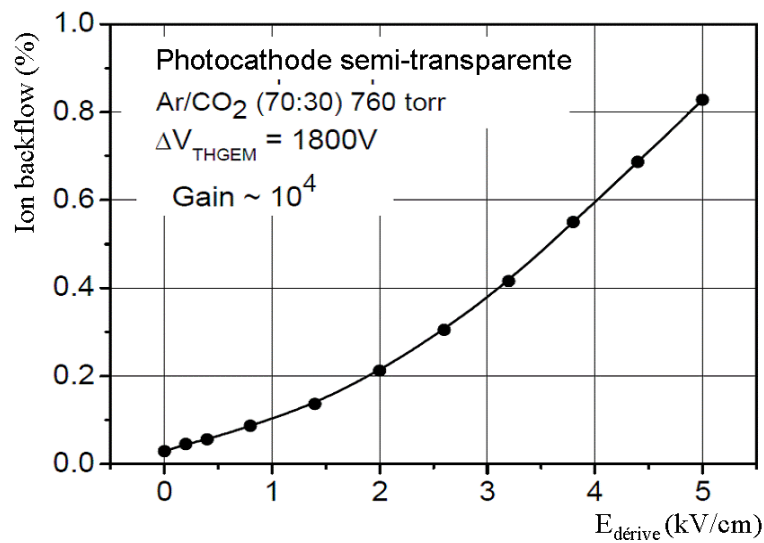


FIG. 4.13 – Fraction des ions qui remontent issus de l'avalanche d'un THGEM couplé à une photocathode semi-transparente dans l'Ar/CO₂ (70 :30) [172].

qui remontent mais celle-ci reste de l'ordre d'une dizaine de pourcents (voir figure 4.14).

Photon feedback

Le confinement des avalanches au sein des trous empêche une partie des photons d'impacter la photocathode lorsque celle-ci est semi-transparente et la majorité lorsque celle-ci est réfléchive, c'est-à-dire déposée sur l'électrode supérieure du THGEM.

MICROMESH Gaseous Structure (MICROMEAS)

Le MICROMEAS est une grille métallique en cuivre de 5 μm d'épaisseur, percée de trous d'un diamètre compris entre 25 et 50 μm , maintenue à une distance de 50 à 100 μm de l'anode par des plots ou un espaceur en kapton respectivement (voir figure 2.13). La faible épaisseur du gap d'induction permet d'obtenir un signal électronique rapide. A la différence des THGEM, ces microgrilles sont relativement fragiles et leur manipulation est délicate.

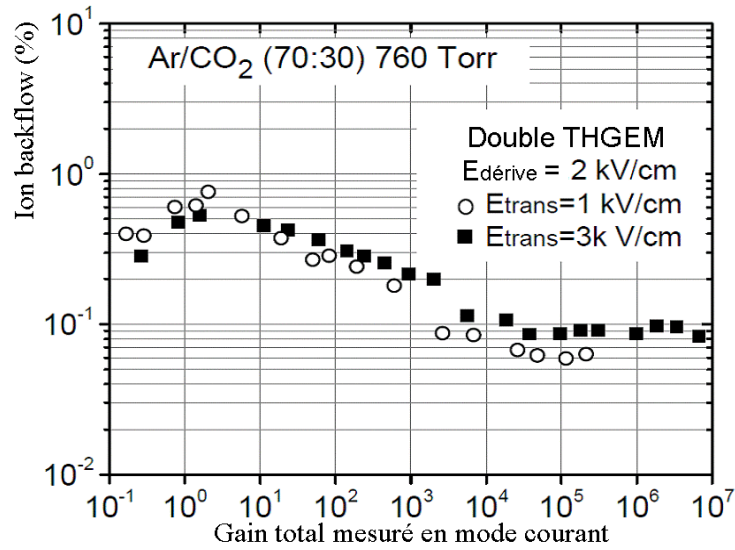


FIG. 4.14 – Fraction des ions qui remontent issus de l’avalanche de deux THGEM en cascade couplés à une photocathode semi-transparente dans l’Ar/CO₂ (70 :30) [172].

Transparence électronique

La transparence électronique du MICROMEGAS est définie de la même manière que précédemment. La figure 4.15 montre l’évolution de la transparence électronique en fonction du rapport de champ pour différents mélanges gazeux. Un rapport de champ de 50 entre les champs électriques de part et d’autre de la grille permet d’atteindre une transparence électronique maximale.

Ion backflow

Le rapport de champs élevé α , de part et d’autre de la grille du MICROMEGAS, induit une compression des lignes de champs entre les deux régions. Cet effet de compression porte le nom d’effet entonnoir (« funnel » effect). D’après le théorème de Gauss l’effet de compression est égale au rapport de champ α . Pour une maille carrée de côté « a », le rayon « r » de la surface de l’entonnoir est égale à :

$$r = a \sqrt{\frac{E_{trans}}{E_{amp} \cdot \pi}} \quad (4.9)$$

Les deux paramètres clef qui influent sur la remonté d’ions sont la diffusion transverse du nuage d’électrons (σ_t) dans l’espace d’amplification et le pas de microgrille (l) [173]. Les électrons diffusent dans les gaz et ne suivent pas les lignes de champ. Les ions distribués suivant l’avalanche, dont l’étalement est supérieure au pas de la grille, vont en partie être collectés sur les barreaux de la grille. Seuls les ions créés dans l’alignement des entonnoirs remontent dans l’espace de dérive (voir figure 4.16) et participent à l’IBF.

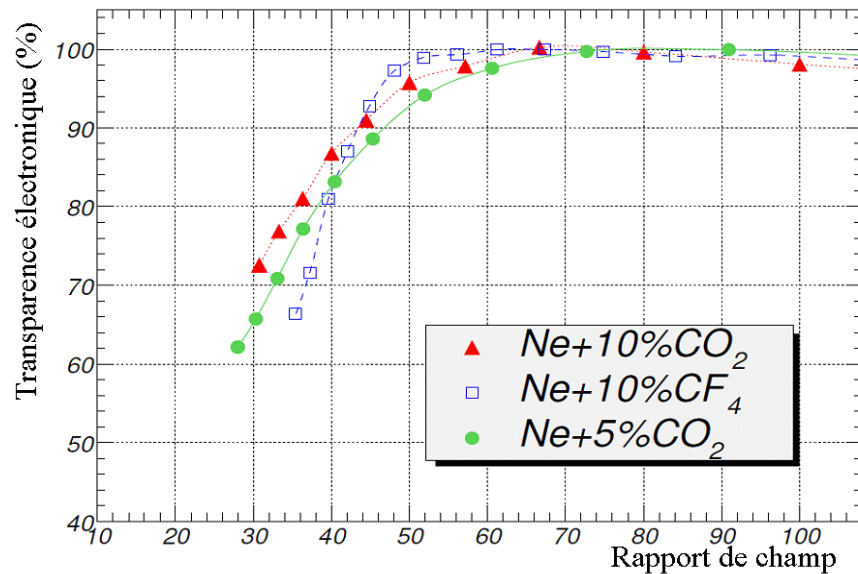


FIG. 4.15 – Transparence électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille CERN $50\ \mu\text{m}$ à l'aide d'une source de ^{55}Fe [74].

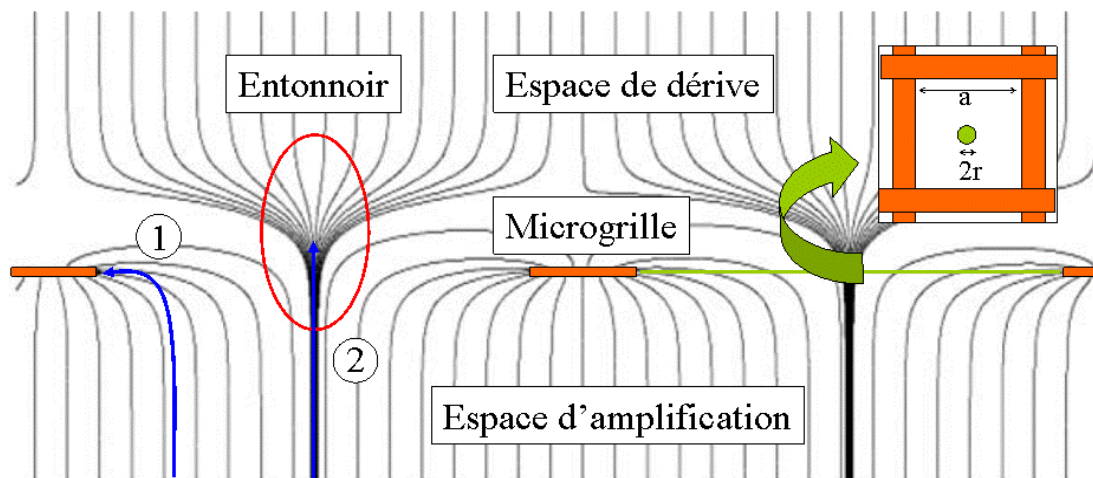


FIG. 4.16 – Représentation schématique des lignes de champ à proximité d'une microgrille. 1) les ions bouclent sur la grille ou 2) les ions remontent via les entonnoirs. En haut à droite, vue de dessus d'une maille de côté (a) avec l'entonnoir représenté au centre [173].

Parallel Ionization Multiplier (PIM)

Structure

Le détecteur PIM est constitué de deux grilles métalliques électroformées séparées l'une de l'autre par un espaceur en kapton définissant un gap d'amplification d'une centaine de microns. Cette structure peut être utilisée en combinaison avec un second étage PIM ou bien avec

4. Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

un MICROMEGAS, comme illustré par la figure 4.17. De nombreuses géométries de grilles et d'empilements ont été décrits et testés dans les articles de D. Thers, L. Luquin et J. Beucher [194, 209, 210, 211]. Le pas des barreaux des grilles peut varier entre 100 et 2000 lpi (line per inch) pour une épaisseur de 5 μm . Le pas de la grille kapton peut varier de quelques millimètres au centimètre et son épaisseur de 50 à quelques centaines de microns. L'usinage de l'espaceur kapton est réalisé au laser puis la finition à l'aide de traitements chimiques.

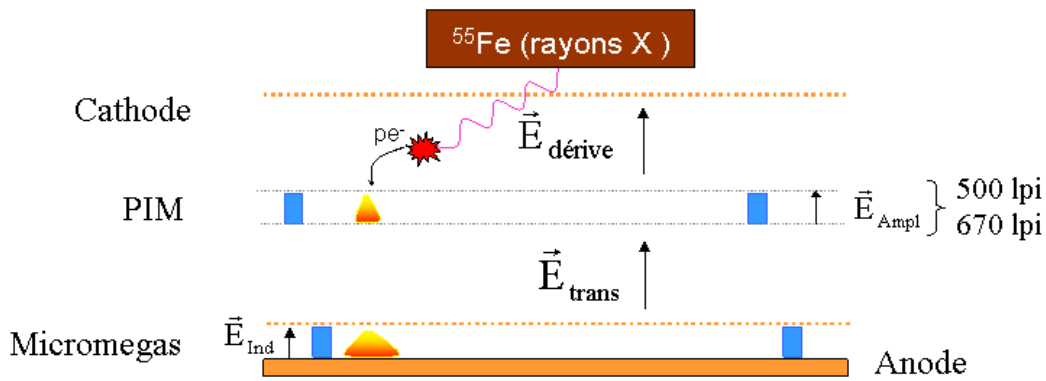


FIG. 4.17 – Schéma de principe de la structure PIM (grilles 500 & 670 lpi) superposée à un MICROMEGAS (grille CERN 50 μm).

Transparence électronique

La probabilité que les charges qui dérivent vers une grille et ressortent dans l'espace d'amplification, sans être stoppées sur les barreaux, est appelée transparence électronique (ϵ_{trans}). Elle est définie comme suit :

$$\epsilon_{\text{trans}} = \frac{N_{e^-} \text{ arrivant dans le gap d'amplification}}{N_{e^-} \text{ avant la grille}} \quad (4.10)$$

Plus le rapport de champ est élevé et plus la transparence électronique est élevée (voir figure 4.18). Plus la transparence optique d'une grille est élevée et moins le rapport de champ nécessaire pour obtenir une transparence électronique maximal (proche de 100 %) est grand.

Extraction électronique

L'extraction électronique (ϵ_{ext}) est la probabilité qu'une charge présente dans l'espace d'amplification passe dans l'espace de transfert :

$$\epsilon_{\text{ext}} = \frac{N_{e^-} \text{ passant dans la zone de transfert}}{N_{e^-} \text{ dans la zone d'amplification}} \quad (4.11)$$

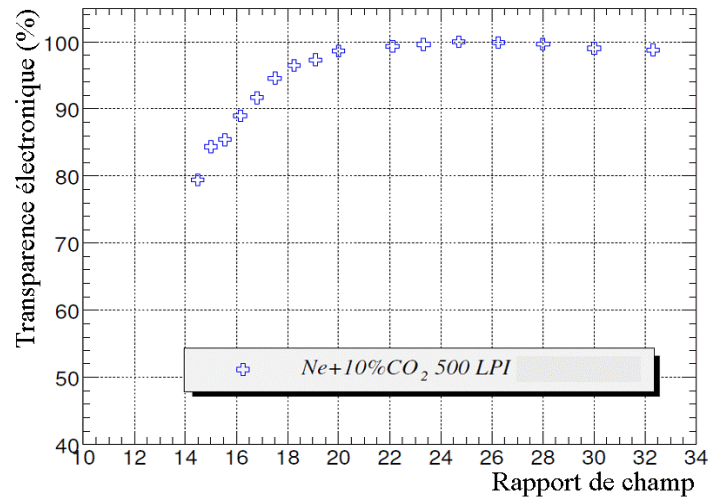


FIG. 4.18 – Transparence électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille 500 lpi à l'aide d'une source de ⁵⁵Fe [74].

La figure 4.19 montre l'évolution de l'extraction électronique en fonction du rapport de champ (E_{trans}/E_{amp}) pour différents mélanges gazeux.

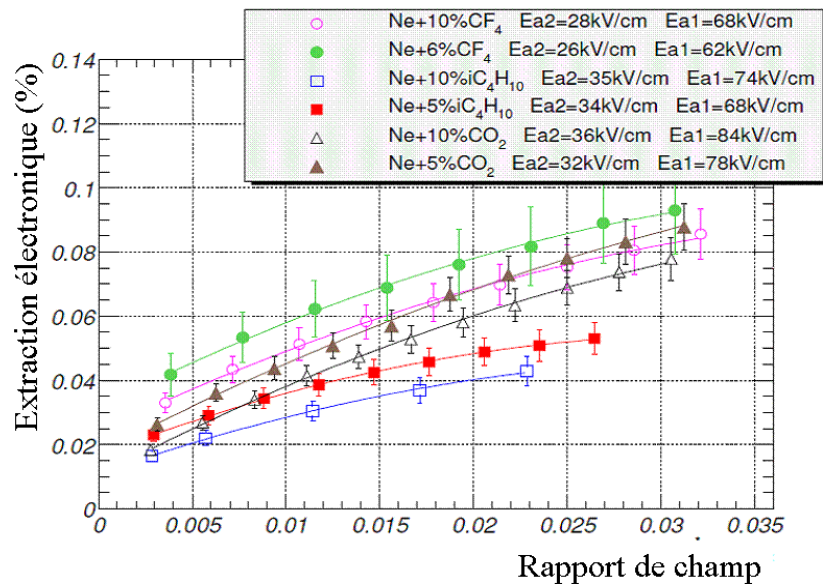


FIG. 4.19 – Extraction électronique en fonction du rapport de champ mesurée pour une grille 500 lpi à l'aide d'une source de ⁵⁵Fe dans différents mélanges gazeux [74]. Ea1 et Ea2 correspondent respectivement aux champs d'amplification dans le PIM et dans le MICROMEGAS.

Ion backflow

Dans les structures à trous il est difficile d'empêcher les ions de remonter jusqu'à la photocathode sans modifier le gain, l'efficacité de collection ou la sensibilité du détecteur. En effet, les ions suivent les lignes de champ à cause de leur masse élevée contrairement aux électrons qui ont un parcours erratique [173]. Ainsi, pour une structure telle que le PIM, constituée d'un empilement de deux grilles non alignées et de pas différents, la plupart des ions boucle sur la microgrille. Seuls les ions créés dans les « funnels » remontent dans l'espace de dérive. Elle permet de bloquer efficacement la remontée des ions au dessus de l'espace d'amplification comme le montre la figure 4.20.

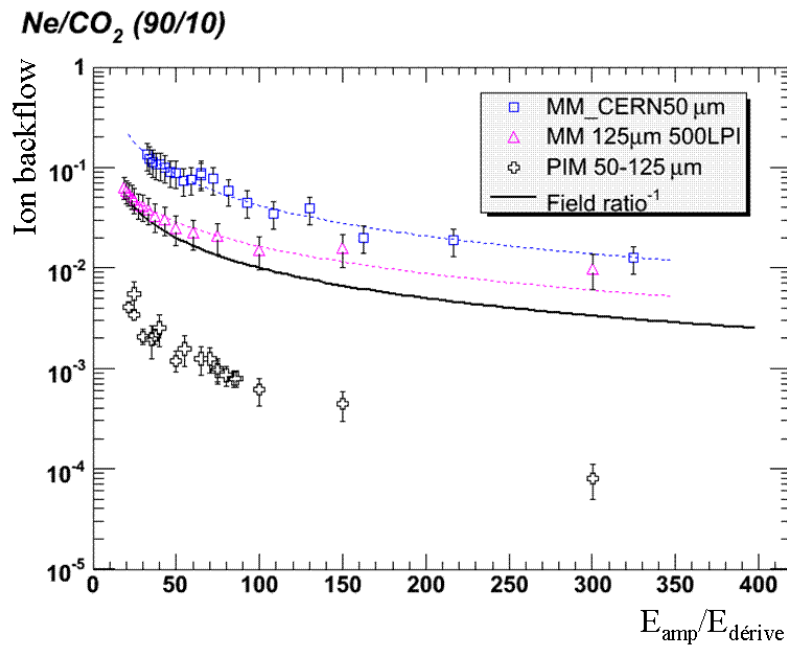


FIG. 4.20 – Ion backflow en fonction du rapport de champ $E_{\text{amp}}/E_{\text{dérive}}$ [212]. Les abréviations MM_CERN50 μm , MM 125 μm 500LPI et PIM 50-125 μm correspondent respectivement à une grille CERN MICROMEGAS avec des plots de 50 μm , une grille MICROMEGAS 500 lpi avec un espaceur kapton de 125 μm et la superposition d'un PIM (125 μm ; 500-670 lpi) et d'une grille CERN (50 μm).

Structures hybrides

Nous avons vu précédemment que les THGEM sont adaptés pour le support de photocathodes réfléchives mais qu'ils ne permettent pas de bloquer efficacement les ions même en les empilant sur plusieurs étages. Ils sont néanmoins robustes et permettent d'envisager la réalisation de grandes surfaces de détection. Les microgrilles (MICROMEGAS, PIM) sont nettement plus délicates à manipuler mais ont l'avantage de pouvoir bloquer les ions efficacement. La com-

binaison de ces microstructures pourrait permettre de réduire les tensions de polarisations nécessaires mais également de ralentir le vieillissement de la photocathode induit par les photons (THGEM avec photocathode réfléchive) et par les ions (PIM, MICROMEAS). La figure 4.21 montre l'empilement des trois structures amplificatrices. Le THGEM doit servir uniquement pour la photoconversion, la collection et le transfert des photoélectrons primaires. Le gain dans ce premier étage doit être faible afin de minimiser le nombre d'ions remontant directement sur la photocathode de CsI. L'étage PIM doit contribuer au gain du détecteur modérément et doit bloquer efficacement les ions. Le champ de transfert entre le PIM et le MICROMEAS doit être ajusté afin d'obtenir une extraction suffisante et une transparence optimale du MICROMEAS. Enfin le gain du MICROMEAS doit être maximal et son signal lu avec une électronique rapide.

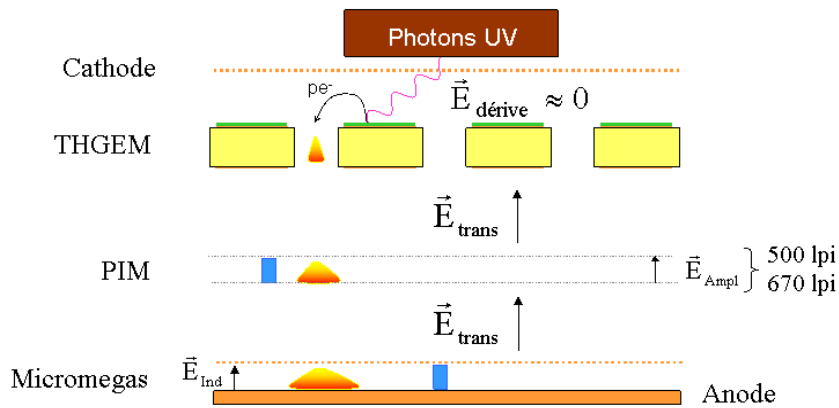


FIG. 4.21 – Vue schématique de l'empilement de trois structures : THGEM, PIM et MICROMEAS.

4.5 Le mélange gazeux

Le choix du mélange gazeux est contraint en premier lieu par la pression, la température de fonctionnement et le domaine de longueur d'onde des photons (UV) à détecter, puis ensuite les tensions de polarisations. Les constituants du mélange gazeux ne doivent pas se condenser à la température du xénon liquide (~ 165 K) et sous une pression d'un bar environ. De plus, ils doivent absorber le moins de photons possible avant d'atteindre la photocathode. Le choix du mélange gazeux impacte également sur la vitesse de déplacement des charges, la dynamique de développement de l'avalanche et l'amplification, donc sur la forme du signal. Enfin, il impacte sur l'efficacité d'extraction des photoélectrons de la photocathode d'iodure de césium.

4.5.1 Des mélanges gazeux incondensables

La figure 4.22 montre quelques gaz adaptés à une utilisation cryogénique pour le GPM. Elle montre les courbes de pression de vapeur du méthane, du néon et du tétrafluorométhane comparativement à celle du xénon. Ces trois gaz restent à l'état gazeux sous 1 bar et à 165K, autour du point de fonctionnement.

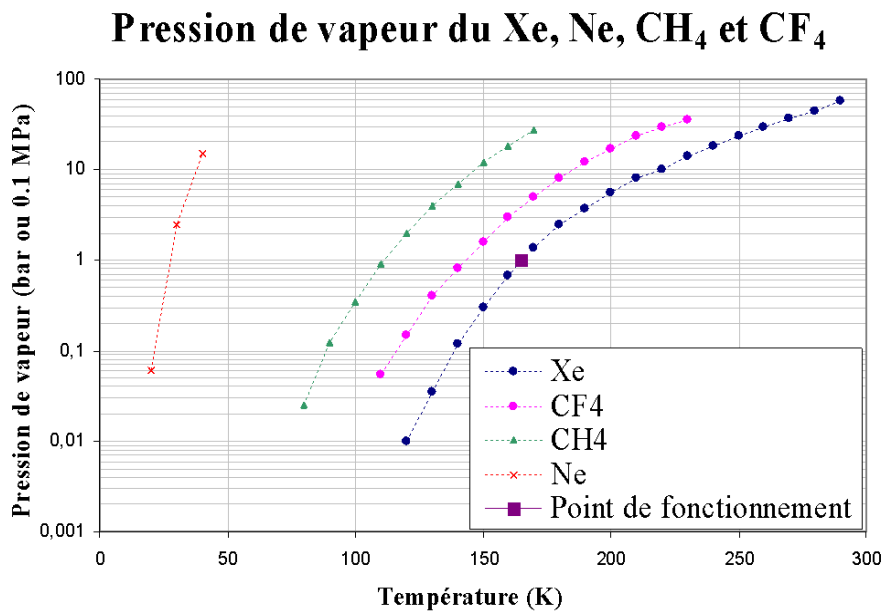


FIG. 4.22 – Courbes des pressions de vapeur du xénon, du méthane, du néon et du tétrafluorométhane.

4.5.2 Rôle du quencheur

L'utilisation de gaz nobles permet de diminuer les tensions de travail mais lorsqu'ils sont utilisés seuls ils ne permettent pas d'atteindre de forts gains sans induire des effets secondaires et engendrer un régime instable avec des claquages. Afin de limiter et de contrôler le développement de l'amplification un gaz dit « quencheur » est ajouté au gaz noble [93]. En effet, lors du processus d'amplification des molécules de gaz sont excitées. Elles émettent des photons (visibles, UV) qui peuvent arracher des électrons aux surfaces du détecteur par effet photo-électrique et ioniser les molécules de gaz. Ces phénomènes secondaires peuvent initier des décharges au sein du détecteur. L'ajout d'un gaz polyatomique possédant de nombreux modes d'excitation vibrationnels et rotationnels permet de dissiper l'énergie libérée par le gaz noble par

des dissociations ou des collisions inélastiques. Le fonctionnement du détecteur en flux continu permet de renouveler le ou les gaz quenchers. Les gaz quenchers utilisés doivent également être transparents aux UV du xénon liquide, comme le CF_4 ou le CH_4 (voir figure 4.23), mais aussi posséder un faible coefficient d'attachement électronique. Enfin l'ajout d'un quencher peut influencer sur la vitesse de dérive des charges et leur diffusion.

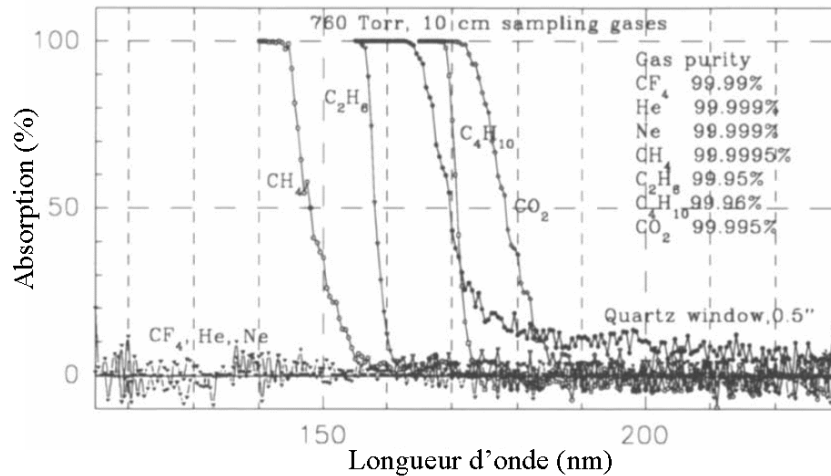


FIG. 4.23 – Spectre d'absorption UV de différents matériaux dont le CH_4 et le CF_4 [136].

4.5.3 Transport des charges

Les charges créées par ionisation sont collectées grâce à un champ électrique. Les ions et les électrons dérivent en directions opposées sous l'action de la force engendrée par ce champ électrique :

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (4.12)$$

Les électrons et les ions possèdent alors un mouvement issu de l'agitation thermique du gaz, la diffusion, et de la présence du champ électrique.

La vitesse de dérive des ions peut être déduite de la relation suivante [213] :

$$v_{ion} = \frac{\mu_{ion}E}{p} \quad (4.13)$$

où E est le module du champ électrique, p est la pression du mélange gazeux et μ_{ion} est la mobilité des ions. Cette dernière est *quasi* constante quelque soit p et E .

Il n'en est pas de même pour les électrons. Leur mobilité est variable en fonction du champ électrique ou de la pression du mélange. Du fait de leur plus faible masse, ils subissent de plus fortes accélérations entre deux collisions avec les atomes de gaz. Leur mobilité est alors de

l'ordre de 1000 fois celle des ions. La figure 4.24 (réalisée avec MAGBOLTZ) montre la vitesse de dérive des électrons dans deux mélanges de néon (Ne/CH_4 , Ne/CF_4) en fonction du champ électrique, pour des champs électriques compris entre 0 et 30 kV/cm et 0 et 3 kV/cm respectivement ($T = 20^\circ\text{C}$, $P = 1 \text{ atm}$). Notons que la proportion de gaz quancheur (5 ou 10 % de méthane) influe également sur la vitesse de dérive des électrons surtout à champ faibles. Enfin, la nature du gaz quancheur influe sur la vitesse de dérive des électrons. Le CF_4 a tendance à augmenter la vitesse des électrons pour de faibles valeurs de champ électrique avec un maximum à 500 V/cm.

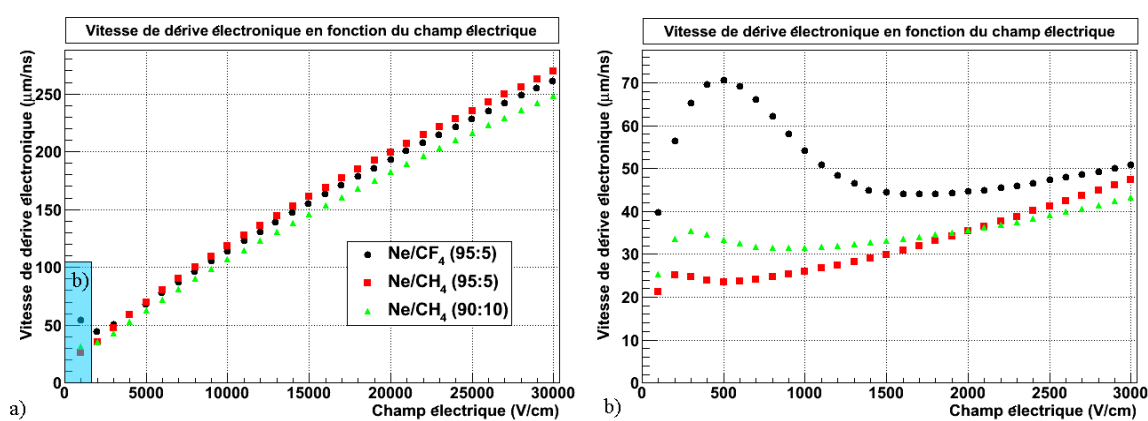


FIG. 4.24 – a) Effet du champ électrique sur la vitesse de dérive des électrons dans des mélanges de néon (Ne/CH_4 , Ne/CF_4) entre 0 et 30 kV/cm. La figure de droite b), montre le détail des courbes a) entre 0 et 3 kV/cm.

La figure 4.25 montre que le fonctionnement du détecteur à basse température n'influe que très peu sur la vitesse de dérive des charges. Nous observons une augmentation de 4 % de la vitesse de dérive électronique entre la température ambiante et la température du xénon liquide. La contribution électronique des signaux et la rapidité des signaux ne devraient donc pas être modifiées à basse température.

4.5.4 Rétrodiffusion électronique

La rétrodiffusion électronique est un phénomène important à prendre en compte dans les photomultiplicateurs gazeux car elle peut altérer fortement l'efficacité du détecteur essentiellement pour des électrons ayant une énergie inférieure au seuil d'ionisation lorsque de faibles quantités d'énergie sont échangées [214]. Les photoélectrons extraits de la photocathode vers le gaz peuvent subir des collisions inélastiques au cours desquelles leur direction est quasi inchangée. Dans ce cas, ils sont facilement collectés. Mais ils peuvent également subir des collisions élastiques. La différence de masse élevée entre l'électron et la molécule de gaz favorise la diffusion de l'électron vers l'arrière. Plus la section efficace élastique domine la section efficace

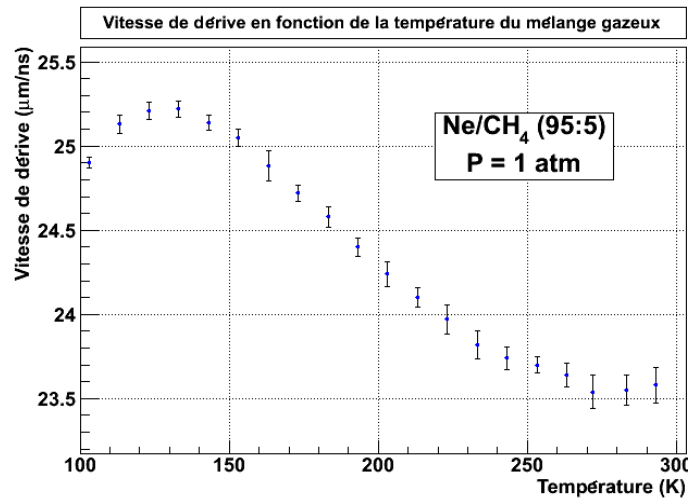


FIG. 4.25 – Effet de la température sur la vitesse de dérive des électrons. ($E_{\text{dérive}} = 500 \text{ V/cm}$)

inélastique et plus la rétrodiffusion est importante. La rétrodiffusion est dépendante, pour un champ électrique donné, de la nature du mélange gazeux utilisé, de sa température et de sa pression. La probabilité de rétrodiffusion est élevée pour les gaz nobles purs car la section efficace de collision élastique est prédominante du fait du manque d'états vibrationnels et rotationnels. L'ajout d'une quantité de gaz moléculaires comme le méthane permet de réduire la rétrodiffusion car ils possèdent des états vibrationnels et rotationnels qui augmentent la section efficace de collision inélastique. La probabilité de rétrodiffusion diminue également en fonction du champ réduit E/p ($\text{V.cm}^{-1}.\text{Torr}^{-1}$) où E est l'intensité du champ électrique et p la pression du gaz en Torr. La figure 4.26 montre l'efficacité d'extraction en fonction de l'intensité du champ électrique réduit pour différents mélanges de néon et pour le Ne, CH₄, CF₄ et CO₂ purs.

La rétrodiffusion électronique est donc liée à la pression du mélange ou plutôt à la densité du mélange. L. Periale *et al.* [205], à plusieurs reprises, expliquent que la rétrodiffusion électronique augmente lorsque la température décroît pour une pression donnée et induit une chute de l'efficacité du détecteur de manière similaire à une augmentation de pression à température ambiante.

Plaçons nous dans le cas d'un photodétecteur gazeux immergé dans le xénon liquide. A pression constante ($\sim 1 \text{ bar}$) la densité du mélange gazeux augmente d'un facteur 2,7 pour une baisse de température ΔT de 120°C . Ceci représente une variation de 1.5 Td (1 Townsend = 10^{-17} V.cm^2). $E/N = 4,05 \text{ Td}$ sous un 1 bar, à 20°C , sous un champ de 1 kV/cm . Selon l'étude par simulation de J. Escada [155] cette variation de densité affecte peu l'efficacité d'extraction dans un mélange Ar/CH₄ (90 :10) pour des photons de scintillation du xénon liquide ($E_{ph} = 6,97 \text{ eV}$) comme le montre la figure 4.27. On peut supposer que cette tendance est similaire dans les mélanges de néon.

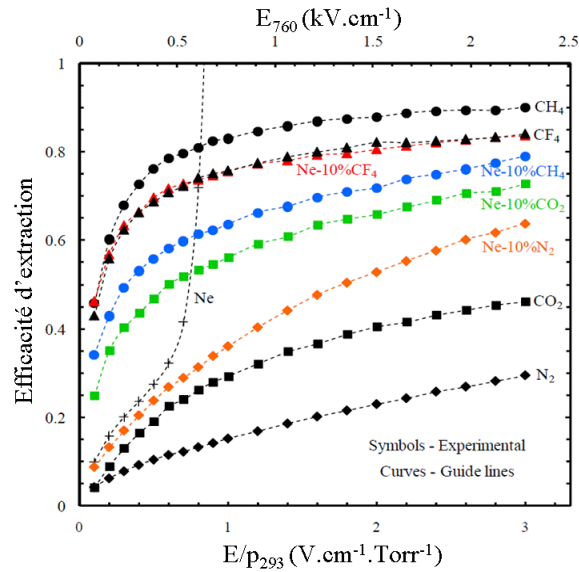


FIG. 4.26 – Evolution de la probabilité d'extraction en fonction du champ électrique réduit pour différents mélanges de néons et pour du Ne, CF₄ et CH₄ purs [215].

4.6 Lecture du signal

Le but premier du photomultiplicateur est de déclencher l'acquisition du signal d'ionisation. Il doit servir à marquer temporellement chaque évènement. Le photomultiplicateur doit donc fonctionner en mode impulsionnel, chaque impulsion correspondant à un évènement. La résolution temporelle doit être la plus précise possible afin d'apparier les évènements de la TEP avec ceux du télescope Compton pour l'imagerie 3γ .

4.6.1 Formation du signal

Pour un détecteur à plaques parallèles, le courant induit sur l'anode résulte du déplacement des charges en regard. Le courant induit sur les électrodes par un électron de charge e s'écrit, selon le Théorème de Ramo [216], de la manière suivante :

$$i = ev/d \quad (4.14)$$

où v est la vitesse de la charge e se déplaçant dans un champ électrique E et d est la distance séparant les deux électrodes.

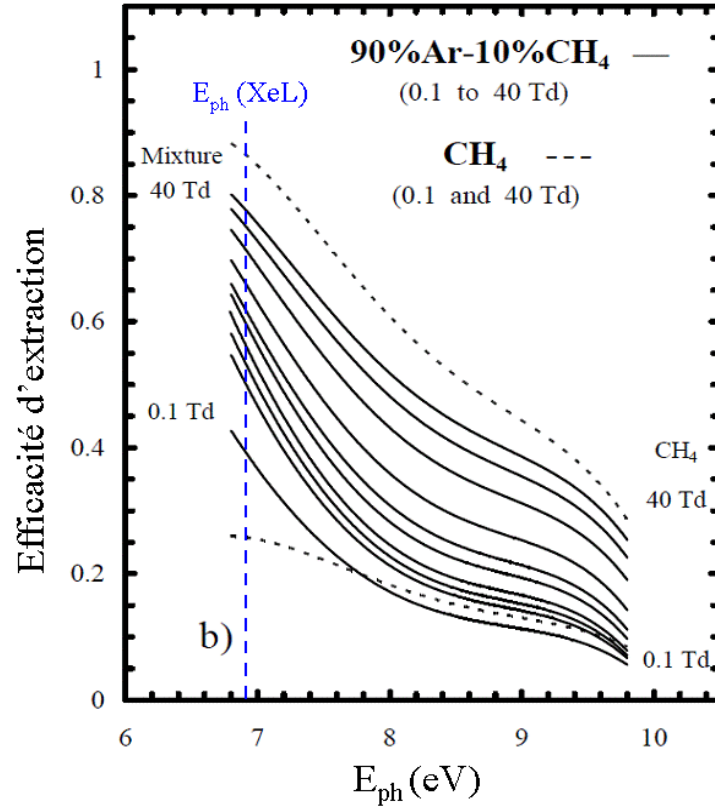


FIG. 4.27 – Evolution de la probabilité d'extraction en fonction de l'énergie des photons optiques incidents pour différentes valeurs de champ réduit $E/N = 0,1 ; 0,3 ; 0,5 ; 1 ; 3 ; 5 ; 10 ; 20 ; 40$ Td pour un mélange Ar/CH₄ (90 : 10) [155].

MICROMEAS

Supposons que les n_0 électrons primaires qui dérivent vers le MICROMEAS soient concentrés en un seul point de sorte que le dépôt d'énergie ait été ponctuel et que les charges n'aient subi aucune diffusion. Supposons également qu'aucun courant ne soit induit jusqu'au franchissement de la microgrille (écranage de la grille de Frisch parfait). Pour un micromegas, l'avalanche se développe dans le gap d'amplification d'épaisseur d . Nous avons vu précédemment que le nombre de paires électron-ion ($n_{pi}(z)$), créées le long d'un axe z , peut s'exprimer en fonction du premier coefficient de Townsend de la manière suivante :

$$n_{pi}(z) = n_0 \exp(\alpha z) \quad (4.15)$$

Il est donc possible d'exprimer le courant total $i(t)$ (ionique et électronique) induit sur l'anode en fonction du temps.

4. Prototypé de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

Jusqu'à ce que les électrons atteignent l'anode, c'est-à-dire pour $t < t_{max} = d/v_e$,

$$i(t) = n_0 \times e/d [v_e \exp(\alpha v_e t) + v_i(\exp(\alpha v_e t) - \exp(\alpha v_i t))] \quad (4.16)$$

où v_e et v_i sont respectivement les vitesses de dérive des électrons et des ions.

Puis l'amplification terminée, ne restent plus que les ions qui dérivent et qui sont peu à peu collectés par la microgrille.

$$i(t) = n_0 \times e/d \times v_i(\exp(\alpha v_e t_{max}) - \exp(\alpha v_i t)) \quad (4.17)$$

La figure 4.28 représente schématiquement l'allure du signal en courant d'un MICROME-GAS. La figure 4.29 montre l'allure du signal MICROME-GAS acquis avec une électronique rapide.

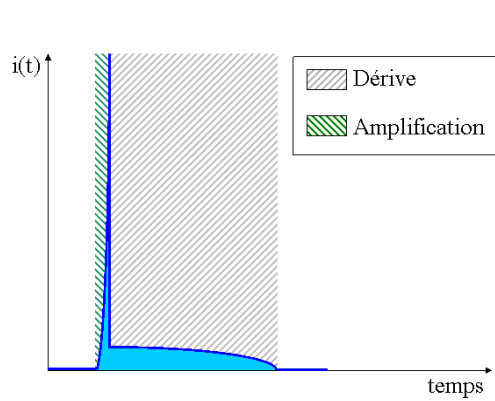


FIG. 4.28 – Représentation schématique du courant induit sur l'anode d'un MICROME-GAS.

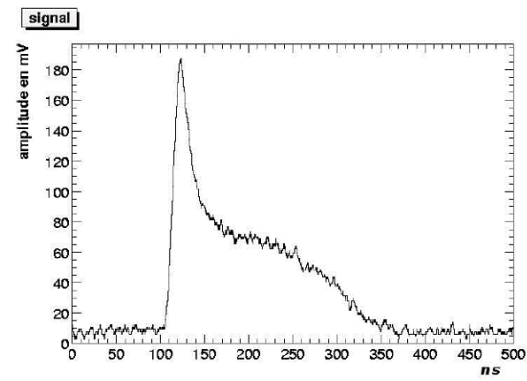


FIG. 4.29 – Signal induit sur l'anode pour un espace d'amplification de 200 μm (Ne/CO₂ (90 :10)) lu avec un préamplificateur rapide [74].

THGEM

Supposons que les électrons primaires arrivant à l'entrée du THGEM n'aient subi aucune diffusion et que le dépôt d'énergie ait été ponctuel. Pour un THGEM ou un GEM l'amplification des charges est confinée à l'intérieur des trous. Les ions créés lors de l'amplification remontent vers les électrodes de plus haut potentiel négatif ou bien sont collectés par l'électrode inférieure du THGEM. Dans les deux cas la contribution ionique est absente du signal induit sur l'anode. Ce sont les électrons qui dérivent dans l'espace d'induction dans un champ électrique de dérive constant et suffisamment faible pour ne pas créer d'amplification, qui induisent un courant $i(t)$ constant représenté sur la figure 4.30. A titre d'exemple, la figure 4.31 montre l'allure des signaux acquis avec une électronique rapide pour un détecteur doté de GEMs.

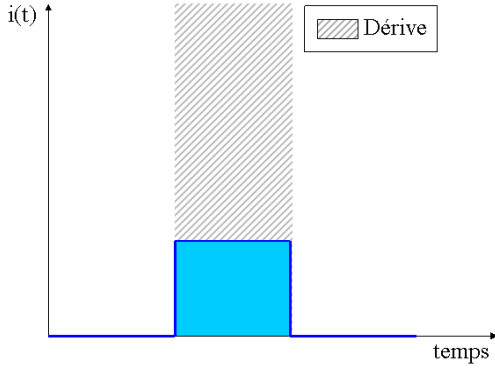


FIG. 4.30 – Représentation schématique du courant induit sur l'anode d'un THGEM.

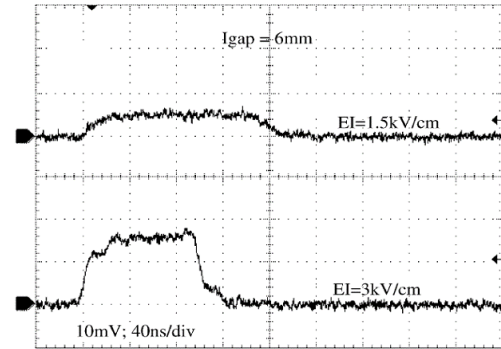


FIG. 4.31 – Signaux induits sur l'anode d'un détecteur avec 2 GEM superposés, un gap d'induction de 6 mm, pour des champs électriques de 1,5 et 3 kV/cm dans l'Ar/CO₂ (70 :30) à gain constant lus avec un préamplificateur rapide [217].

4.6.2 Lecture du signal en mode impulsionnel

La manière dont sont restituées les impulsions dépend des caractéristiques du préamplificateur utilisé, de sa résistance d'entrée R et de sa capacité C_p mais également de la capacité du détecteur lui-même C_d et des câbles C_c . Le schéma équivalent simplifié couramment utilisé pour représenter un détecteur débitant un courant $i(t)$ est celui de la figure 4.32, où C est la somme des différentes capacités [213]. Il est alors possible de visualiser une impulsion en tension $v(t)$. Deux modes de lecture du signal sont couramment utilisés pour lire cette tension $v(t)$, le mode courant, où la tension est proportionnelle au courant que débite le détecteur, et le mode charge, où la tension est alors proportionnelle à la charge vue par l'anode. Le premier mode permet d'obtenir un signal avec un temps de montée et une durée relativement courts pour des applications où le taux d'évènements est élevé et où la résolution temporelle est importante. A l'inverse le second mode permet d'intégrer la charge pour former un signal d'amplitude Q/C où la résolution en énergie est importante. Dans cette configuration la mesure est moins sujette au bruit électronique.

4.6.3 Restitution du signal de scintillation

Le signal de scintillation du xénon liquide possède trois composantes de décroissance temporelles (voir paragraphes 1.2.3 et 3.4.1 du chapitre 1) et peut être modélisé par le courant i_{scint} suivant :

$$i_{scint}(t) = \frac{Q}{P_s \tau_s + P_t \tau_t + P_{rec} \tau_{rec}} \left(P_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right) + P_t \exp\left(-\frac{t}{\tau_t}\right) + P_{rec} \exp\left(-\frac{t}{\tau_{rec}}\right) \right) \quad (4.18)$$

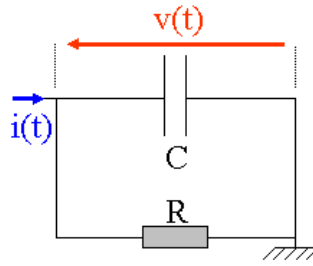


FIG. 4.32 – Circuit RC modélisant le préamplificateur. Le courant $i(t)$ est le courant issu du détecteur.

où la charge Q est égale au courant $i_{scint}(t)$ intégré sur un temps infini.

La résolution de l'équation différentielle du circuit RC de la figure 4.32 :

$$\frac{dv(t)}{dt} + \frac{1}{\tau_c} v(t) = \frac{i_{scint}(t)}{C} \quad (4.19)$$

où τ_c est la constante de temps du circuit ($\tau_c = RC$), donne accès à l'expression de l'impulsion en tension issue du préamplificateur.

$$v(t) = \frac{Q\tau_c}{C(P_s\tau_s + P_t\tau_t + P_{rec}\tau_{rec})} \left[\frac{P_s\tau_s}{(\tau_s - \tau_c)} \exp(-t/\tau_s) + \frac{P_t\tau_t}{(\tau_t - \tau_c)} \exp(-t/\tau_t) + \frac{P_{rec}\tau_{rec}}{(\tau_{rec} - \tau_c)} \exp(-t/\tau_{rec}) - \left(\frac{P_s\tau_s}{(\tau_s - \tau_c)} + \frac{P_t\tau_t}{(\tau_t - \tau_c)} + \frac{P_{rec}\tau_{rec}}{(\tau_{rec} - \tau_c)} \right) \exp(-t/\tau_c) \right] \quad (4.20)$$

1^{er} cas : $\tau_c \gg \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}

Lorsque la constante de temps du circuit est longue devant les constantes de décroissance du signal de scintillation, $\tau_c \gg \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec} (figure 4.33 à gauche), la tension $v(t)$ s'écrit :

$$v(t) = \frac{Q}{C(P_s\tau_s + P_t\tau_t + P_{rec}\tau_{rec})} [(P_s\tau_s + P_t\tau_t + P_{rec}\tau_{rec}) \exp(-t/\tau_c) - (P_s\tau_s \exp(-t/\tau_s) + P_t\tau_t \exp(-t/\tau_t) + P_{rec}\tau_{rec} \exp(-t/\tau_{rec}))] \quad (4.21)$$

Ceci correspond au **mode charge**. L'amplitude de l'impulsion est donnée par Q/C . La montée du signal est rapide lorsque $t \ll \tau_c$. Elle est dominée par les constantes de temps du signal de scintillation.

$$v(t) = \frac{Q}{C(P_s\tau_s + P_t\tau_t + P_{rec}\tau_{rec})} [P_s\tau_s + P_t\tau_t + P_{rec}\tau_{rec} - (P_s\tau_s \exp(-t/\tau_s) + P_t\tau_t \exp(-t/\tau_t) + P_{rec}\tau_{rec} \exp(-t/\tau_{rec}))] \quad (4.22)$$

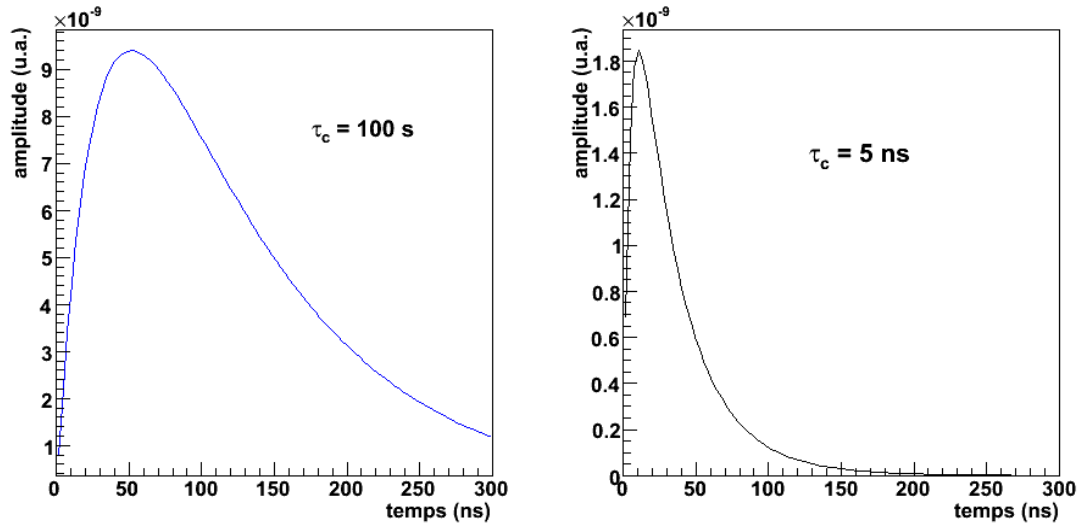


FIG. 4.33 – Impulsions « lente » ($\tau_c \gg \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}) (à gauche) et « rapide » ($\tau_c \ll \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}) (à droite).

La seconde partie de l'impulsion a une décroissance lente ($t \gg \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}) marquée par la constante de temps du circuit τ_c :

$$v(t) = \frac{Q}{C(P_s \tau_s + P_t \tau_t + P_{rec} \tau_{rec})} \exp(-t/\tau_c) \quad (4.23)$$

2nd cas : $\tau_c \ll \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec}

Lorsque $\tau_c \ll \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec} , c'est-à-dire pour une constante de temps du circuit courte devant les constantes de décroissance du signal de scintillation (figure 4.33 à droite) :

$$v(t) = \frac{Q\tau_c}{C(P_s \tau_s + P_t \tau_t + P_{rec} \tau_{rec})} [(P_s \exp(-t/\tau_s) + P_t \exp(-t/\tau_t) + P_{rec} \exp(-t/\tau_{rec})) - \exp(-t/\tau_c)] \quad (4.24)$$

Ceci correspond au **mode courant**. La montée du signal est dominée par la constante de temps du circuit lorsque $t \ll \tau_s, \tau_t$ et τ_{rec} :

$$v(t) = \frac{Q\tau_c}{C(P_s \tau_s + P_t \tau_t + P_{rec} \tau_{rec})} (1 - \exp(-t/\tau_c)) \quad (4.25)$$

Lorsque $t \gg \tau_c$, la décroissance du signal est alors représentative du signal de scintillation :

$$v(t) = \frac{Q\tau_c}{C(P_s \tau_s + P_t \tau_t + P_{rec} \tau_{rec})} (P_s \exp(-t/\tau_s) + P_t \exp(-t/\tau_t) + P_{rec} \exp(-t/\tau_{rec})) \quad (4.26)$$

4. Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

Dans le cas idéal, le détecteur retransmet un courant $i_{scint}(t)$. Or nous avons vu qu'entre le THGEM et le MICROMEGAS l'induction des charges n'est pas une simple impulsion pour un paquet de charges ponctuel. Le courant induit est modulé par la fonction de réponse du THGEM ou du MICROMEGAS.

La convolution des fonctions de réponse du THGEM (figure 4.30) et du MICROMEGAS (figure 4.28 et équations (4.16) et (4.17)) avec le signal de scintillation (4.18) sont représentées sur les figures 4.34 et 4.35 de gauche. Ces convolutions ont été effectuées numériquement. Les

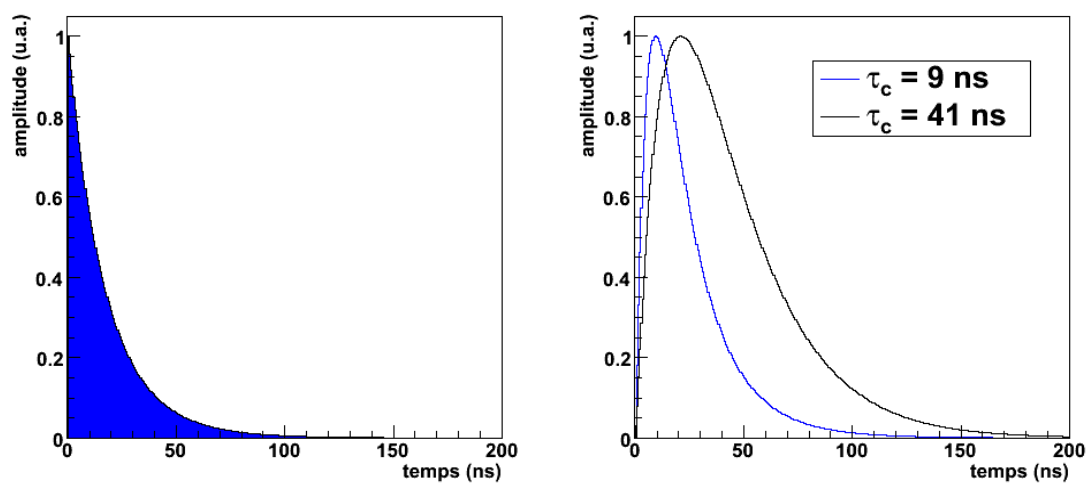


FIG. 4.34 – Forme théorique d'un signal de scintillation du xénon liquide lu avec MICROMEGAS (50 μm) ($E = 35 \text{ kV/cm}$; $v_e = 300 \mu\text{m.ns}^{-1}$) (à gauche). Signaux mis en forme par un filtre RC de constante de temps $\tau_c = 9$ et 41 ns (à droite).

paramètres pris en compte pour le signal du MICROMEGAS sont le champ électrique ($E = 35 \text{ kV/cm}$), la vitesse de dérive des électrons ($v_e = 300 \mu\text{m/ns}$), la vitesse de dérive des ions supposée 1000 fois plus lente que celle des électrons et le coefficient de Townsend ($\alpha = 40 \text{ cm}^{-1}$). Les paramètres pris en compte pour le signal du THGEM sont le champ électrique de dérive ($E_{\text{dérive}} = 1 \text{ kV/cm}$), le gap d'induction (gap = 4 mm) et la vitesse de dérive des électrons ($v_e = 26 \mu\text{m.ns}^{-1}$).

Une électronique rapide adaptée permet de reproduire ces signaux. A titre d'exemple les signaux mis en forme par un filtre RC avec des constantes de temps $\tau_c = RC$ de 9 et 41 ns sont montrés sur les figures 4.34 et 4.35 de droite. Cette mise en forme est une simplification d'un préamplificateur de type transimpédance suivi d'un circuit RC, comme nous l'avons utilisé expérimentalement dans le chapitre 5. Ces impulsions sont le résultats de la convolution des signaux théoriques par la réponse à un Dirac de tension du circuit RC qui est : $v(t) = 1/\tau_c \times u(t) \times \exp(-t/\tau_c)$, où $u(t)$ est la fonction d'Heaviside. Nous pouvons remarquer que le signal issu du THGEM est mieux restitué que le signal issu du MICROMEGAS même lorsque l'électronique est très rapide.

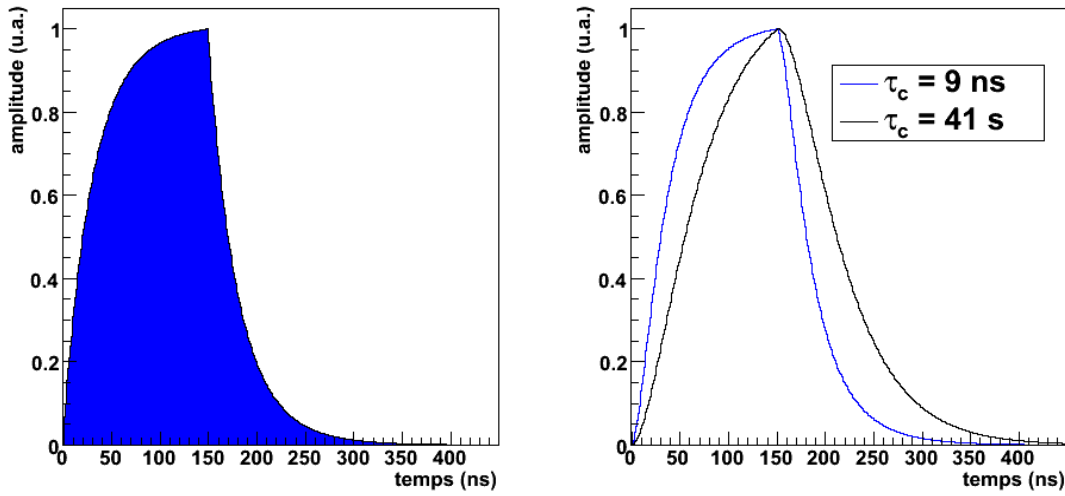


FIG. 4.35 – Forme théorique d’un signal de scintillation du xénon liquide lu avec un THGEM ($E_{\text{dérive}} = 1 \text{ kV/cm}$; $\text{gap} = 4 \text{ mm}$; $v_e = 26 \mu\text{m.ns}^{-1}$). Signaux mis en forme par un filtre RC de constante de temps $\tau_c = 9$ et 41 ns (à droite).

Le signal délivré par le MICROMEGAS permettrait d’atteindre une bonne résolution temporelle et pour d’autres applications éventuellement d’effectuer une analyse de forme des signaux afin de déterminer le type de particules interagissant. La durée du signal du THGEM peut être réduite en diminuant l’espace d’induction ou en collectant les électrons directement sur l’électrode inférieure du THGEM, en augmentant l’intensité du champ d’induction ou enfin en choisissant idéalement la nature et la proportion de gaz quencheur dans le mélange.

4.7 Conclusions

Nous avons retracé dans ce chapitre les différentes caractéristiques essentielles des éléments pouvant constituer un photomultiplicateur gazeux cryogénique pour la détection de la lumière de scintillation du xénon liquide. Nous avons abordé la problématique du choix des matériaux qui est essentielle dans des conditions d’utilisation bien spécifiques au xénon liquide. Nous verrons dans le chapitre suivant l’importance de ce point. Une description du fonctionnement de l’effet photoélectrique dans l’iodure de césium et de l’effet de l’environnement (température, mélange gazeux, impuretés) et des conditions d’utilisation sur l’efficacité quantique du CsI ont été introduites afin de rendre compte des précautions expérimentales à prendre pour la réussite d’un photodétecteur efficace. Des propositions de structures amplificatrices ont été exposées afin de combiner les avantages de chacune. Leur caractéristiques essentielles permettent au lecteur de comprendre notamment l’importance du choix de tensions de polarisation d’électrodes adaptées à la maximisation du gain, à la transmission des charges et à la minimisation du vieillis-

4. Prototype de photomultiplicateur gazeux cryogénique à microstructures

sement de la photocathode. Enfin, la dernière partie de ce chapitre était dédiée à l'explication et à la prédiction de la forme des impulsions que nous avons pu observées expérimentalement.

Chapitre 5

Caractérisations expérimentales du GPM

5.1 Introduction

La partie expérimentale de cette thèse a consisté au prototypage d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique dédié à la détection de la lumière de scintillation du xénon liquide. Les méthodes communes aux différentes mesures seront exposées dans une première partie. Les différents prototypes ou dispositifs expérimentaux seront détaillés et leur description accompagnera chacune des campagnes de mesures afin de ne pas fausser l'interprétation des résultats expérimentaux. Les expérimentations seront ainsi présentées dans l'ordre chronologique. Puis, les résultats seront synthétisés dans le dernier paragraphe de ce chapitre.

5.2 Méthodes de mesures expérimentales

Nous avons étudié la principale caractéristique d'un photomultiplicateur, qui est son gain, avec deux sources de rayonnements différents : des photons X de ^{55}Fe ou des photons UV produits par une lampe continue. Dans la suite de ce paragraphe nous nommerons ces deux méthodes, **mesure du gain en mode courant** et **mesure du gain en mode impulsionnel** respectivement. Décrivons tout d'abord ces deux méthodes.

5.2.1 Mesure du gain en mode impulsionnel

Principe

Le ^{55}Fe est couramment utilisé pour la détermination du gain des détecteurs gazeux. En effet, ce radioisotope émet des rayons X de basse énergie (5,9 keV) qui interagissent dans les gaz principalement par effet photoélectrique. Ainsi pour un gaz donné le nombre moyen d'électrons primaires engendrés par le photoélectron est quasiment constant. La mesure du spectre en énergie et la détermination de la position du pic photoélectrique permettent de déterminer le

5. Caractérisations expérimentales du GPM

gain d'amplification du détecteur pour une configuration de polarisation d'électrodes donnée.

Détermination du nombre de charges primaires

Pour des mélanges à base de néons le photoélectron emporte la quasi-totalité de l'énergie du photon incident car les énergies de liaison des électrons sont négligeables devant celle du photon. Le photoélectron parcourt quelques millimètres en interagissant avec les molécules de gaz, par ionisations et excitations multiples. Le nombre n_p de charges primaires ainsi engendrées, par le photoélectron d'énergie $E_{\text{photoélectron}}$, est dépendant du mélange gazeux.

$$n_p = \frac{E_{\text{photoélectron}}}{W_{\text{mélange}}} \quad (5.1)$$

$W_{\text{mélange}}$ est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron-ion dans un mélange gazeux donné. Elle peut se décomposer en une somme sur n gaz composant le mélange, de la manière suivante :

$$W_{\text{mélange}} = \sum_{i=1}^n W_i \times P_i \quad (5.2)$$

où W_i est l'énergie moyenne nécessaire à la production d'une paire électron-ion dans un gaz et P_i est le pourcentage volumique de gaz i dans le mélange. L'énergie moyenne s'écrit :

$$W_i = \frac{\langle \frac{dE}{dx} \rangle}{n_{pi}} = \frac{\Delta E}{n_{pi}} \quad (5.3)$$

où $\frac{dE}{dx}$ est le transfert d'énergie linéique moyen sur une épaisseur de gaz donnée (cm^{-1}) et n_{pi} est le nombre moyen de paires électron-ion pour un gaz i .

Le tableau 5.1 regroupe les informations nécessaires au calcul du nombre de charges primaires pour les mélanges de néon et d'hélium utilisés dans les caractérisations expérimentales de ce chapitre.

Gaz (i)	W_i (eV)	$\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ (keV/cm)	n_{pi} (cm^{-1})
He	41	0,32	8
Ne	36,4	1,56	43
CH ₄	28	1,48	53
CF ₄	54	5,4	100

TAB. 5.1 – Caractéristiques des gaz mesurées expérimentalement [74].

Etalonnage et calcul du gain

Le calcul du gain du détecteur, pour une configuration de polarisation des électrodes, s'effectue par la mesure de la distribution des amplitudes des impulsions de chaque évènement, appelé spectre de comptage différentiel. L'amplitude de chaque impulsion est proportionnelle au nombre de charges primaires générées par le photoélectron primaire. L'étalonnage de la chaîne électronique vise à déterminer les paramètres de cette proportionnalité.

Comme nous l'avons abordé dans le paragraphe 4.6 du chapitre précédent, la charge correspondant à chaque impulsion est lue à l'aide d'un préamplificateur de charges. Le signal est ensuite mis en forme (ou « shapé »). L'amplitude de chaque pulse est ensuite codée en canaux par un convertisseur analogique-numérique. L'étalonnage consiste à faire correspondre le nombre de canaux à un nombre de charges élémentaires. Pour cela, des impulsions d'amplitude en tension (V) connue sont injectées via une capacité (C) au préamplificateur de charges, et la valeur en canaux correspondante est histogrammée. La quantité de charges élémentaires équivalente à une impulsion injectée, d'amplitude V, est égale à :

$$n_{charges} = \frac{C \times V}{q_{\text{électron}}} \quad (5.4)$$

avec $q_{\text{électron}} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$.

Le gain du détecteur (G) est ensuite déduit de la valeur de la moyenne (M), exprimée en charges élémentaires, de la gaussienne ajustée sur le pic photoélectrique du spectre de ^{55}Fe (voir figure 5.1).

$$G = M/n_p \quad (5.5)$$

La contribution du bruit de fond peut également être ajustée par une gaussienne afin d'extraire la position précise du pic photoélectrique.

Mesure

Le schéma de la figure 5.2 illustre la méthode de mesure du gain avec une source de ^{55}Fe avec deux THGEM. Un champ dit de dérive ($\vec{E}_{\text{dérive}}$), de l'ordre d'1 kV/cm, est appliqué dans l'espace de conversion afin de collecter l'ensemble des charges primaires. Celles-ci sont ensuite multipliées par le premier THGEM, transmises au second par l'intermédiaire du champ de transfert (\vec{E}_{trans}), multipliées une seconde fois par le second THGEM puis induisent un signal sur l'anode durant leur déplacement dans le gap d'induction, dans un champ \vec{E}_{ind} . La distribution en amplitude des impulsions permet la mesure du gain dans une configuration de polarisation d'électrodes donnée. Le gain du détecteur dépend de la tension de polarisation des électrodes et notamment des champs d'amplification.

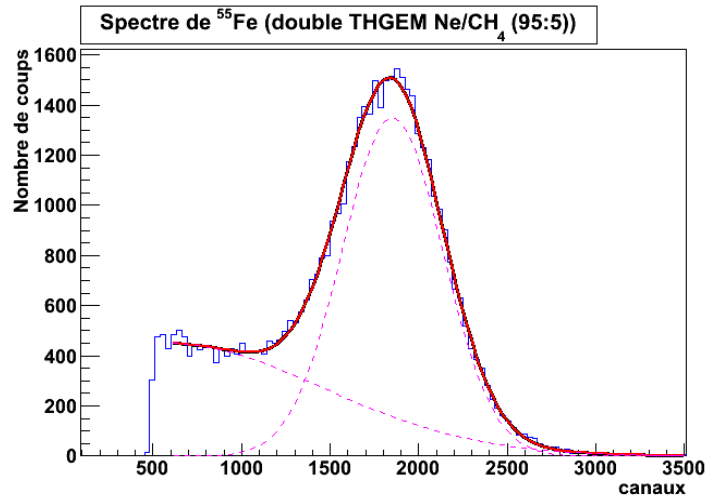


FIG. 5.1 – Exemple de spectre de ^{55}Fe mesuré avec deux THGEM dans le Ne/CH_4 (95 :5). Les courbes pointillées correspondent à deux gaussiennes ajustant le bruit de fond et le signal. La courbe en trait continu en est la somme.

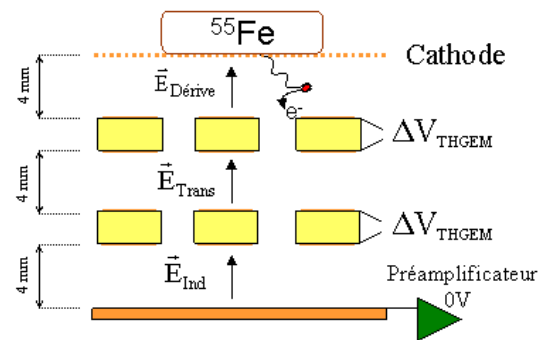


FIG. 5.2 – Schéma de principe de la mesure du gain du GPM (double THGEM) avec une source de ^{55}Fe .

5.2.2 Mesure du gain en mode courant

Principe

La mesure du gain d'un photodétecteur à partir d'un flux continu de photon est appelée mesure du gain en mode courant. Le gain du photodétecteur est donné par le rapport du courant de référence I_0 sur le courant mesuré sur l'anode I_{anode} : $G = I_{\text{anode}}/I_0$. Le courant de référence, ou encore appelé photocourant I_0 , est induit par le déplacement des photoélectrons extraits de la photocathode dans l'espace de dérive.

Mesure

Cette mesure requiert une source de photons de flux constant et la possibilité de mesurer des courants très faibles (10^{-10} A). La détermination du photocourant I_0 s'effectue en éclairant la photocathode et en appliquant un champ électrique de dérive afin de collecter les photoélectrons, comme le montre la figure 5.3. La valeur du champ électrique doit être ajustée afin d'empêcher

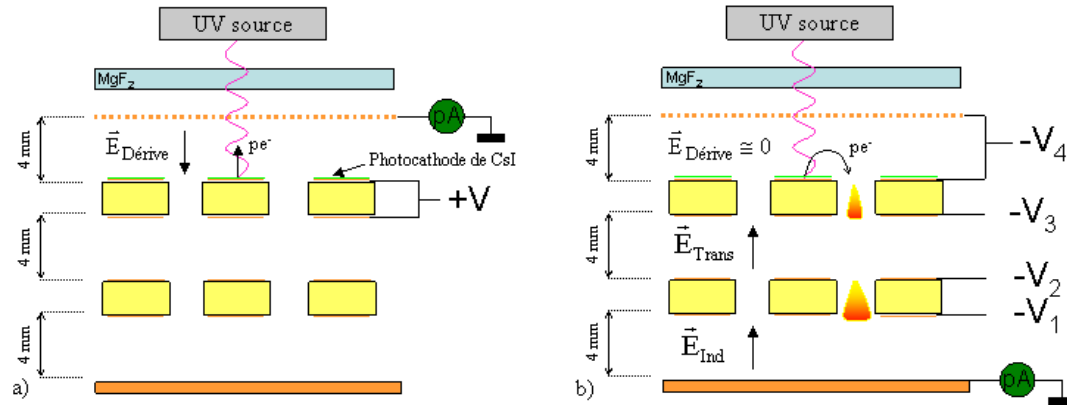


FIG. 5.3 – Schémas de la mesure du gain en mode courant avec un GPM doté de deux THGEM : mesure du photocourant I_0 (à gauche) et mesure du courant amplifié I_{anode} (à droite).

la recombinaison des photoélectrons avec les molécules de gaz ou l'amplification. Cette valeur est déterminée en traçant l'évolution du photocourant I_0 en fonction de l'intensité du champ électrique de dérive. Elle correspond à l'apparition d'un plateau sur la courbe $I_0 = f(E_{Dérive})$. Le photocourant I_0 et le courant I sont mesurés à l'aide d'un picoampèremètre connecté respectivement à la cathode et à l'anode. Le courant d'anode I_{anode} est mesuré en annulant le champ électrique de dérive au dessus du premier THGEM afin de focaliser les charges dans les trous du THGEM. La polarisation des autres électrodes reste identique aux mesures effectuées avec la source de ^{55}Fe .

Remarques : Cette mesure permet de s'affranchir de la connaissance de l'efficacité quantique de la photocathode.

Les photocathodes d'iodure de césium

Les photocathodes ont été déposées à l'aide d'un évaporateur par effet Joules (figure 5.4) disponible au Weizmann Institute of Science. La chambre hémisphérique en verre a été pompée jusqu'à atteindre un vide inférieur à $7,5 \cdot 10^{-4}$ Torr. L'électrode du THGEM à recouvrir a été placée sur un masque en aluminium. La poudre d'iodure de césium de qualité 5N, placée dans le creuset, a tout d'abord été portée à son point de fusion afin que la chaleur dans le creuset soit homogène. Le CsI a ensuite été évaporé sur l'électrode. La vitesse moyenne de dépôt a été ajustée manuellement autour de $8\text{-}10 \text{ \AA} \cdot \text{s}^{-1}$, par le contrôle du courant traversant le creuset, jusqu'à

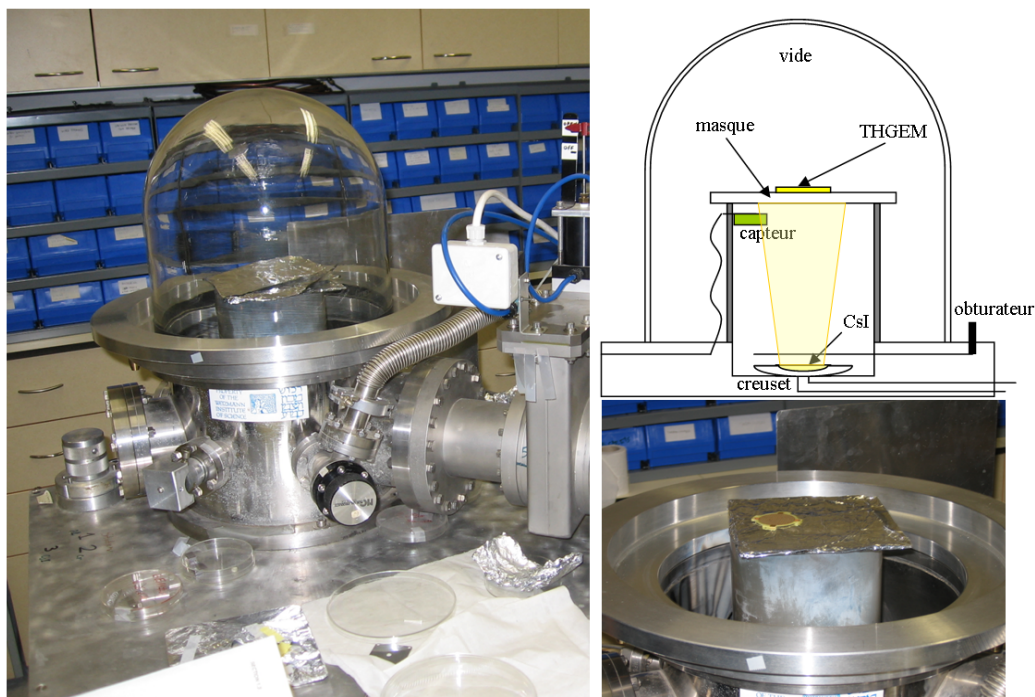


FIG. 5.4 – Photographie de l'évaporateur par effet Joules d'iodure de césium (à gauche) et zoom sur le support du THGEM (en bas à droite). Schéma de principe de l'évaporateur (en haut à droite).

atteindre une épaisseur de 2200 \AA . La vitesse et l'épaisseur du dépôt étaient contrôlées par un oscillateur à quartz Sycon STM-100 dont le capteur était placé à une trentaine de centimètres du creuset.

Pour les caractérisations effectuées à Nantes, les photocathodes ont été transportées dans une boîte métallique en surpression d'azote avec des sachets de gel de silice afin d'absorber les traces restantes d'humidité. Les photocathodes ont été ensuite stockées en atmosphère contrôlée dans une boîte à gants dans laquelle les taux d'oxygène et d'eau étaient maintenus à des valeurs très faibles ($\sim 10 \text{ ppm d'O}_2$ et $200 \text{ ppm d'H}_2\text{O}$).

5.3 Caractéristiques des microstructures utilisées

Les microstructures qui ont été utilisées sont le THGEM, les microgrilles électroformées 500 et 670 lpi (figures 5.5) et le MICROMEGAS (grille CERN $50 \mu\text{m}$) (figure 2.13 chapitre 2).

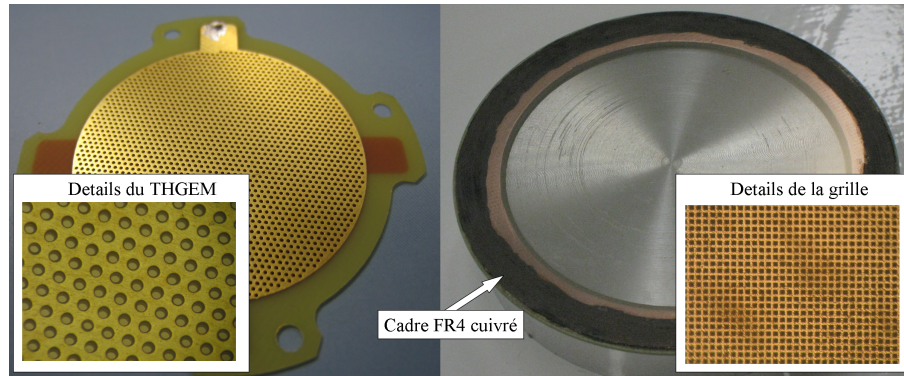


FIG. 5.5 – Photographie d'un THGEM : diamètre de l'électrode = 32 mm (à gauche) et d'une grille 670 lpi collée sur un cadre FR4 cuivré : diamètre du cadre = 8 cm (à droite).

5.3.1 THGEM

Les caractéristiques des THGEM utilisés sont regroupées dans la figure 5.6. Les électrodes

Paramètre	Valeur
le diamètre des trous « d »	300 μm
l'épaisseur de l'isolant « e »	400 μm
la taille des couronnes « c »	50 μm
le paramètre de maille (entre-axes) « m »	700 μm

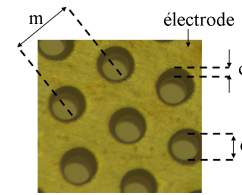


FIG. 5.6 – Caractéristiques des THGEM

de cuivre étaient recouvertes d'une fine couche d'or afin d'éviter toute réaction entre le cuivre et l'iodure de césium. Les THGEM en G10 ont été usinés par la société de microélectronique Print Electronics [218], en Israël.

5.3.2 MICROMEGAS

Les caractéristiques des grilles MICROMEGAS utilisées sont regroupées dans la figure 5.7. La grille MICROMEGAS en cuivre d'épaisseur 5 μm était maintenue à 50 μm de l'anode par

Paramètre	Valeur
le diamètre des trous « d »	30 μm
le paramètre de maille (entre-axes) « m »	60 μm
épaisseur de la grille « e »	5 μm
hauteur des plots de kapton « h »	50 μm
diamètre des plots « l »	80 μm

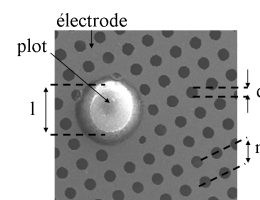


FIG. 5.7 – Caractéristiques des MICROMEGAS

des plots kapton de $80\ \mu\text{m}$ de diamètre. Ces grilles ont été fabriquées au CERN par attaque chimique de feuilles de kapton recouvertes de cuivre. Le lecteur peut se référer à l'article de A. Delbart *et al.* [219] pour plus de détails.

5.3.3 MICROGRILLES

Les caractéristiques des microgrilles sont regroupées dans la figure 5.8. Ces microgrilles en

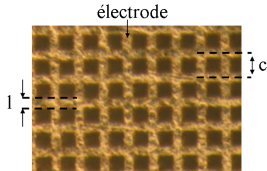
Paramètre	Valeur	
paramètre de maille 500 et 670 lpi « c »	50,8 et $37,9\ \mu\text{m}$	
épaisseur de la grille « e »	$5\ \mu\text{m}$	
largeur des barreaux « l »	$11,7\ \mu\text{m}$	

FIG. 5.8 – Caractéristiques des Migrogrilles 500 et 670 lpi

nickel pur sont fabriquées par électroformation par la société Precision EForming LLC. [220], aux Etats-Unis. Elles étaient maintenues à 125 microns l'une de l'autre par un espaceur kapton dont les caractéristiques sont regroupées dans la figure 5.9. Le grillage kapton a été usiné par la société Atlantec [221] en France par découpage laser puis nettoyage plasma.

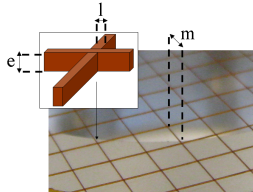
Paramètre	Valeur	
paramètre de maille « m »	3 mm	
largeur des barreaux « l »	$50\ \mu\text{m}$	
épaisseur de l'isolant « e »	$125\ \mu\text{m}$	

FIG. 5.9 – Caractéristiques des espaceurs

5.4 Prototype 1

5.4.1 Introduction

Un premier prototype de petite surface de détection a été mis au point à Subatech afin de prouver la faisabilité de détecter la lumière de scintillation du xénon liquide à température cryogénique avec un photomultiplicateur gazeux. Une partie des caractérisations a été effectuée au laboratoire Subatech à Nantes (mesures de gain en mode impulsionnel et tests cryogéniques) et une autre dans le département de physique du Weizmann Institute of Science à Rehovot (dépôt des photocathodes et mesures de gains en mode courant).

5.4.2 Description du prototype

L'enveloppe du détecteur était constituée de deux brides inox DN 160 et 63 CF. La plus grande servait de couvercle et de support à un hublot de MgF_2 (figure 5.10) décrit dans le chapitre précédent et montré sur la figure 4.2 du chapitre 4. Sur la bride de diamètre inférieur, la

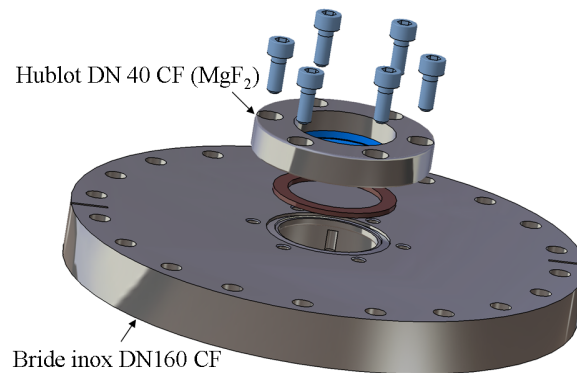


FIG. 5.10 – Image de la bride supérieure, support du hublot de MgF_2 et couvercle du détecteur.

structure interne du GPM était collée (figure 5.11). C'était un fourreau de PEEK® servant de

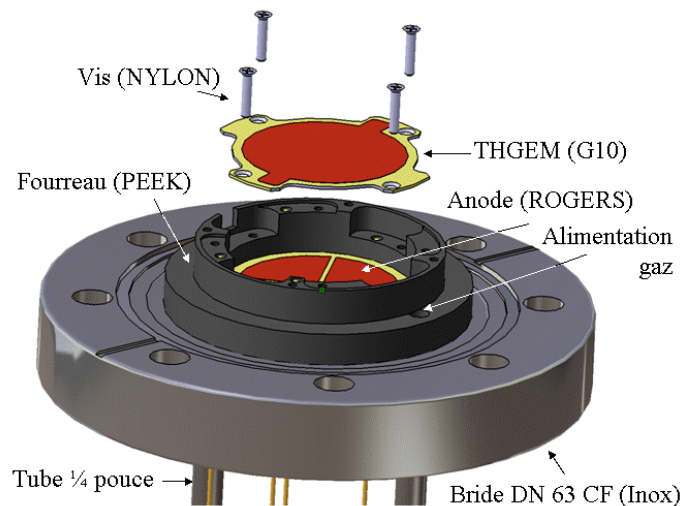


FIG. 5.11 – Image de la bride support de la structure interne du détecteur : fourreau de PEEK®, anode et THGEM.

support aux microstructures. Les THGEM y étaient maintenus par des vis en NYLON. La partie centrale de la bride était évidée et l'étanchéité entre l'intérieur du GPM (mélange gazeux) et l'extérieur était assurée par un collage avec de la colle cryogénique (STYCAST 2850 FT). La connexion du signal d'anode était effectuée à l'aide d'un via étanche à travers une anode pleine en céramique (ROGERS®) d'un diamètre de 32 mm. Les connexions des hautes tensions aux

électrodes étaient assurées par des pinoches en métal rétractables qui traversaient le fourreau de PEEK® (figure 5.12). La cathode était une grille 70 lpi montée sur un cadre en cuivre qui

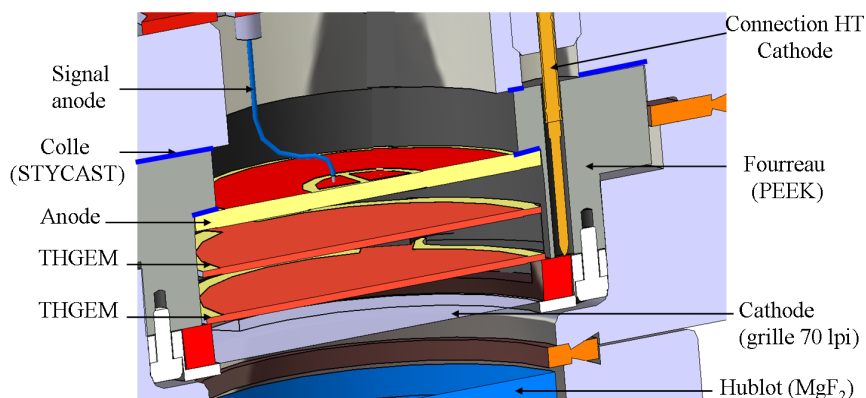


FIG. 5.12 – Vue de coupe du GPM doté de deux THGEM. Exemple de traversée haute tension.

était encastré dans un chapeau en NORYL® et alimentée de la même façon que les autres électrodes. Deux tubes d'un quart de pouce de diamètre permettaient l'injection et le refoulement du mélange gazeux, sa circulation et son renouvellement au sein du détecteur (figure 5.13). Deux vannes VCR étaient soudées à l'extrémité de ces deux tubes.

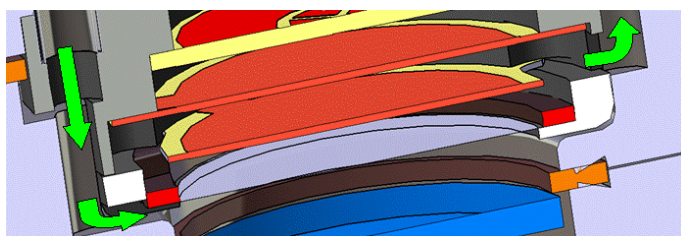


FIG. 5.13 – Vue de coupe du détecteur. Le flux du mélange gazeux est matérialisé par les flèches vertes.

5.4.3 Mesures de gains en mode impulsif

Matériels et Méthodes

Les mesures de gains ont été effectuées à l'aide d'une source de ^{55}Fe sous flux continu d'un mélange gazeux de Ne/CH_4 (90 :10) à pression atmosphérique et à température ambiante. La composition du mélange gazeux a été contrôlée par deux débitmètres massiques EL-FLOW Bronkhorst. Les mesures de gain ont été réalisées à partir des signaux acquis avec un préamplificateur de charges (ORTEC 142), un shaper (ORTEC 655 Dual amplifieur), un discriminateur six canaux (NIM MODEL 711 Phillips Scientific), un dual timer (MOD 2255B

CAEN) pour déclencher l'acquisition du convertisseur analogique-numérique (ADC peak sensing Mod V785N). Les électrodes ont été polarisées à l'aide d'une alimentation multi-voies CAEN SYS2527 à travers des filtres RC pour éliminer les bruits hautes fréquences de l'alimentation. Les différents étalonnages ont été effectués à l'aide d'un générateur de tension (Agilent 33250 A pulser). Les spectres de ^{55}Fe et d'étalonnage ont été enregistrés à l'aide du logiciel d'acquisition CENTAUR [222] en format ASCII et l'analyse effectuée sous l'environnement de travail ROOT.

Deux montages différents ont été testés à température ambiante et à pression atmosphérique dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10). La figure 5.14 représente schématiquement les deux montages testés nommés respectivement double THGEM et THGEM/MICROMEGAS. Les espaces

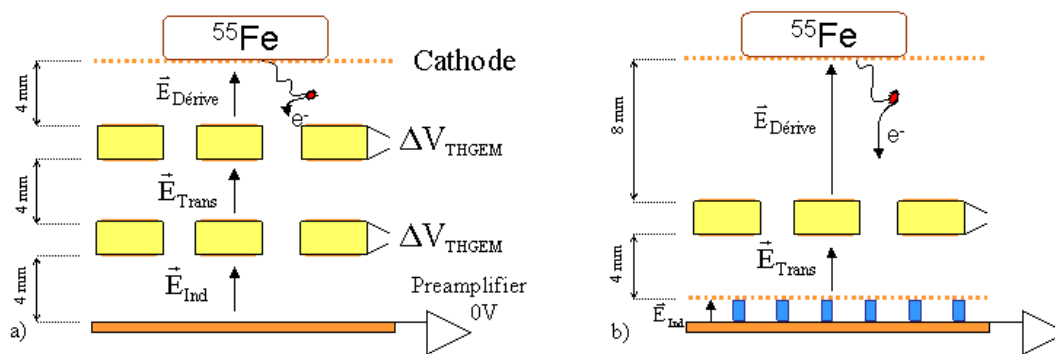


FIG. 5.14 – Représentation schématique du GPM : double THGEM (à gauche), THGEM/MICROMEGAS (à droite) pour les mesures en mode impulsif.

de collection, de dérive et d'induction mesuraient 4 mm pour le montage double THGEM et 4 mm, 8 mm et $50\ \mu\text{m}$ pour le montage THGEM/MICROMEGAS. Le gap de transfert a été fixé à 8 mm afin de favoriser la probabilité de conversion des photons X du ^{55}Fe .

Résultats

La figure 5.15 montre les mesures de gains obtenues avec une source de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM et pour différents champs de dérive, de transfert et d'induction. Les derniers points des courbes (plus hautes différences de potentiel aux bornes des THGEM) correspondent à l'apparition des premières décharges. Un champ électrique de 0,5 kV/cm dans les espaces de transfert et d'induction permet d'atteindre des gains identiques à ceux mesurés avec des champs de 0,75 kV/cm et 1 kV/cm moyennant une différence de potentiel (ΔV_{THGEM}) plus importante. Ceci permet de réduire la tension maximale à appliquer sur l'électrode de plus haut potentiel ce qui était important pour notre détecteur car nous avons rencontré des problèmes d'isolation électrique interne au détecteur. Des claquages entre le passage haute tension alimentant la cathode (ou la cathode elle-même) et la bride inox sont survenus à plusieurs reprises. Une isolation

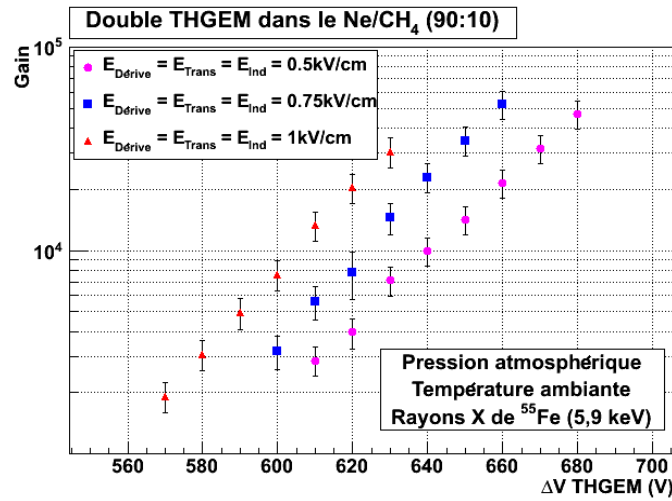


FIG. 5.15 – Mesures de gains du montage double THGEM effectuées avec une source de ^{55}Fe dans un mélange Ne/CH_4 (90 :10) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM (ΔV_{THGEM}).

supplémentaire avec du scotch kapton entourant le fourreau de PEEK[®] a permis de résoudre ces problèmes de claquages.

En prévision des expérimentations à basse température nous avons tenté de réduire les tensions de polarisation maximales en remplaçant le THGEM le plus proche de l'anode par un MICROMEGAS. En effet, l'augmentation de la densité du mélange gazeux avec la chute de température à pression constante nécessite une augmentation des tensions de polarisation des électrodes pour conserver le gain du détecteur constant (voir paragraphe 4.4.2 du chapitre 4). La figure 5.16 montre les mesures de gain obtenues avec une source de ^{55}Fe en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM pour différentes valeurs de champ de transfert et de champ d'induction (ou d'amplification pour le MICROMEGAS) dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10). Le fort rapport de champ entre l'espace de transfert et l'espace d'induction assure une transparence électronique maximale de la grille CERN (voir paragraphe 4.4.3 du chapitre 4). Cette configuration nous a permis de réduire les tensions de polarisation nécessaires à l'obtention de gains identiques à ceux obtenus avec le montage double THGEM. De plus, elle nous a permis d'atteindre des gains supérieurs d'environ une décade avant l'apparition de décharges par rapport à la configuration avec deux THGEM.

5.4.4 Caractéristiques des impulsions de ^{55}Fe

Nous nous sommes ensuite intéressé à la forme des impulsions induites par des événements de ^{55}Fe avec les deux montages.

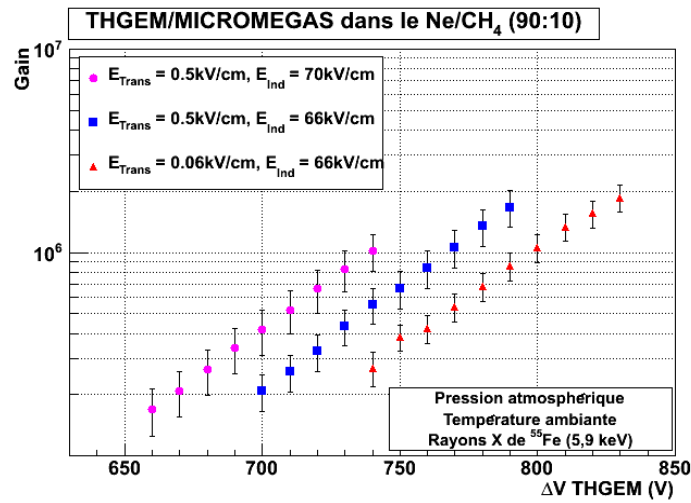


FIG. 5.16 – Mesures de gains du montage THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10) en fonction de la différence de potentiel appliquée au bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}).

Matériels et Méthodes

Des impulsions acquises sur l'anode du GPM, avec une électronique rapide de type transimpédance pour ce qui concerne le montage double THGEM, et directement à travers une résistance de $50\ \Omega$ et filtrées à 20 MHz pour le montage THGEM/MICROMEGAS, ont été enregistrées à l'oscilloscope (Modèle Lecroy LT374 M) à température ambiante dans un mélange de Ne/CH_4 (95 :5). La figure 5.17 montre le schéma du préamplificateur de courant rapide de type transimpédance basé sur le circuit AD8015 (wideband/differential output trans-impedance preamplifier) qui a été assemblé au laboratoire par notre électronicien.

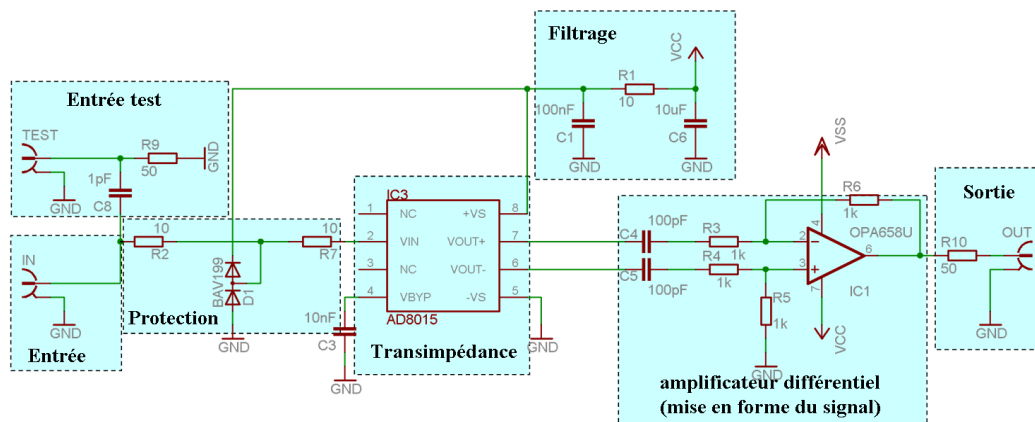


FIG. 5.17 – Schéma électronique du préamplificateur de courant rapide utilisé pour la lecture du signal d'anode du double THGEM.

Résultats

La figure 5.18 montre des impulsions de ^{55}Fe acquises avec le montage double THGEM pour deux valeurs de champ d'induction : 2 et 0,5 kV/cm. La durée du signal correspond à

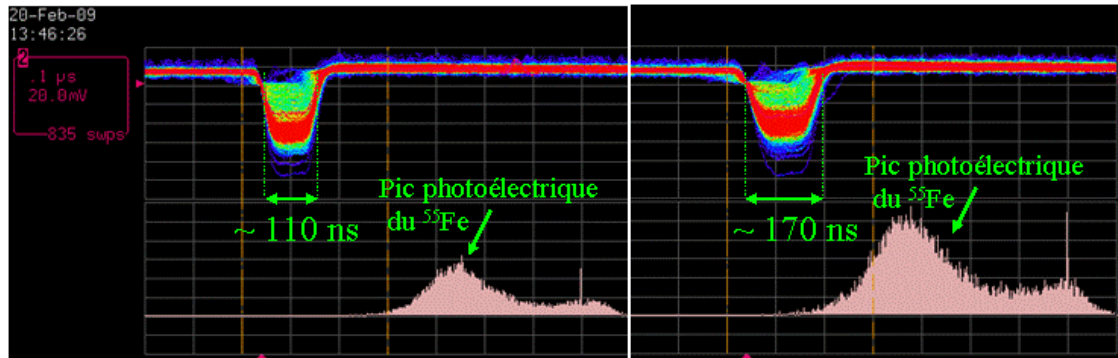


FIG. 5.18 – Capture d'écran d'oscilloscope de la forme des impulsions de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/CH₄ (95 :5) pour différentes polarisations d'électrodes pour le montage double THGEM. A gauche : $\Delta V_{\text{THGEM}} = 780 \text{ V}$, $E_{\text{dérive}} = E_{\text{trans}} = 0,5 \text{ kV/cm}$ et $\Delta V_{\text{ind}} = 2 \text{ kV/cm}$. A droite : $\Delta V_{\text{THGEM}} = 670 \text{ V}$, $E_{\text{dérive}} = E_{\text{trans}} = E_{\text{ind}} = 0,5 \text{ kV/cm}$.

la durée de dérive des électrons dans cet espace comme présenté dans le paragraphe 4.6 du chapitre 4. L'électronique rapide restitue assez fidèlement la forme théorique du signal. Selon les calculs MAGBOLTZ, les électrons dérivent avec une vitesse de 23,6 et 35,4 $\mu\text{m/ns}$ dans un mélange de Ne/CH₄ (95 :5) dans un champ électrique uniforme de 0,5 kV/cm et 2 kV/cm respectivement ce qui représente un signal d'une durée de 170 ns et 113 ns en accord avec nos observations. La figure 5.19 montre des impulsions acquises sans électronique à travers une résistance de 50 Ω pour le montage THGEM/MICROMEGAS mais filtrées à 20 MHz par un oscilloscope Lecroy (Modèle LT374 M). Ces impulsions ne sont pas représentatives

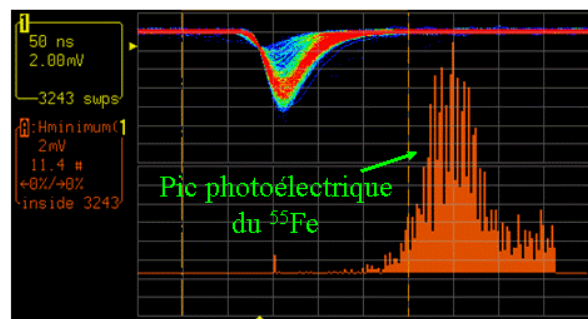


FIG. 5.19 – Capture d'écran d'oscilloscope de la forme des impulsions de ^{55}Fe dans un mélange de Ne/CH₄ (95 :5) pour le montage THGEM/MICROMEGAS (filtrées à 20 MHz). $\Delta V_{\text{THGEM}} = 790 \text{ V}$, $E_{\text{dérive}} = E_{\text{trans}} = 0,5 \text{ kV/cm}$ et $E_{\text{ind}} = 40 \text{ kV/cm}$.

des signaux théoriques du MICROMEAS. En effet, le filtre de l'oscilloscope utilisé pour éliminer le bruit haute fréquence provenant des alimentations hautes tensions déforme le signal du MICROMEAS. Le temps de montée est notamment augmenté. Les figures 5.18 et 5.19 montrent néanmoins la différence de forme entre les deux types de signaux.

5.4.5 Mesures de gains en mode courant

Nous avons ensuite procédé à la caractérisation du gain du détecteur éclairé par une source continue de photons UV pour les deux montages : double THGEM et THGEM/MICROMEAS. Les résultats obtenus avec chacun des montages seront exposés puis nous comparerons les deux montages en recoupant les données dans une dernière partie.

Matériels et Méthodes

Les mesures de gains en mode courant ont été effectuées en illuminant la face supérieure du THGEM le plus proche de la fenêtre en MgF_2 avec une lampe (ORIEL 6035) délivrant un flux continu de photons UV dont la longueur d'onde moyenne est de 185 ± 5 nm alimentée par une alimentation ORIEL model 6048. Les deux montages de la figure 5.20 ont été testés. L'espace

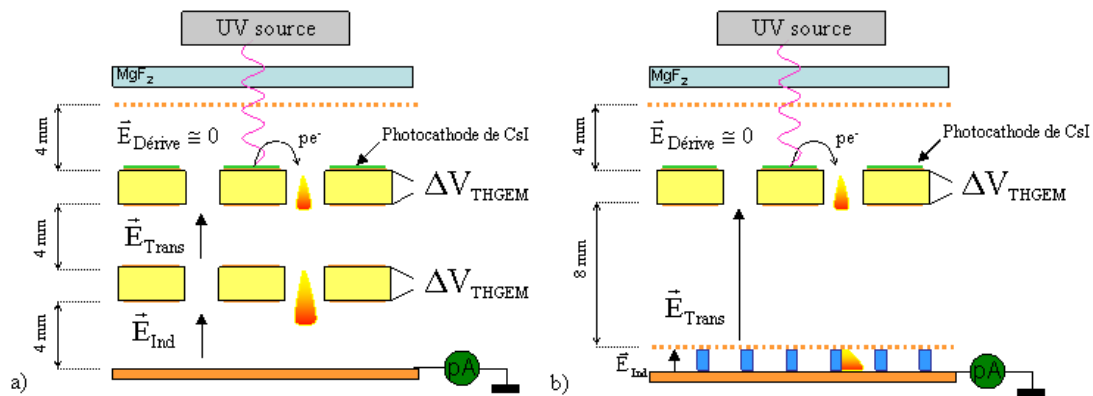


FIG. 5.20 – Représentation schématique du GPM : double THGEM (à gauche), THGEM/MICROMEAS (à droite) pour les mesures en mode courant. Afin de mesurer le gain du MICROMEAS, le gain du THGEM a été fixée à 1.

de dérive du montage THGEM/MICROMEAS (b) a été réduit en comparaison du montage de la figure 5.14 afin de maximiser la quantité de photons susceptibles d'impacter la photocathode. Le photocourant induit sur les différentes électrodes a été mesuré avec un picoampèremètre KEITHLEY 610C. La mesure du gain total du détecteur a été réalisée en mesurant le courant induit sur l'anode. Pour ce qui concerne le montage THGEM/MICROMEAS (b), la mesure du gain du premier THGEM a été effectuée en connectant l'électrode du bas du THGEM et la grille MICROMEAS au picoampèremètre afin de mesurer le courant induit. Le schéma de

5. Caractérisations expérimentales du GPM

principe est représenté sur la figure 5.21. Enfin la mesure du MICROME GAS seul à été faite

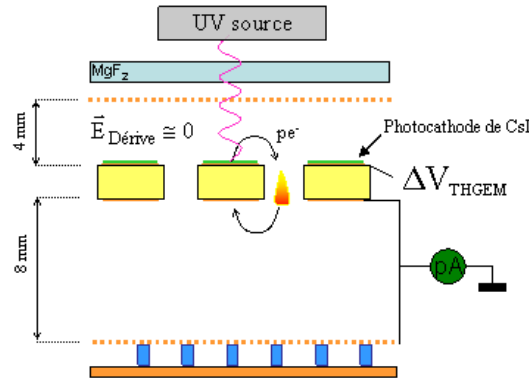


FIG. 5.21 – Représentation schématique de la mesure du gain en mode courant d'un simple THGEM.

en fixant le gain du THGEM à 1 et en mesurant le gain total du détecteur. Les électrodes ont été polarisées à l'aide d'alimentations hautes-tensions CAEN N471A à travers des filtres RC pour supprimer des sources de bruits hautes fréquences. Les photoélectrons furent directement extraits de l'électrode de cuivre, recouverte d'or sur la face supérieure du premier THGEM, ou bien de la photocathode d'iodure de césium déposée sur l'électrode du premier THGEM. La photocathode de CsI a été exposée à l'air durant moins de 10 minutes pendant l'assemblage du détecteur. Le courant de normalisation I_0 a été mesuré en appliquant une différence de potentiel de 200 V entre la cathode et le premier THGEM, soit un champ électrique de 0,5 kV/cm. Le détecteur fonctionnait en flux continu de gaz. La composition et le flux étaient contrôlés par deux débitmètres massiques (Mass Flow Controllers, MKS 1179A) et par un module de contrôle (MKS 247). Deux mélanges gazeux ont été testés avec différents pourcentages : Ne/CH₄ (95 :5) et (90 :10) et Ne/CF₄ (95 :5) et (90 :10).

Résultats

THGEM et MICROME GAS

Les figures 5.22 et 5.23 montrent respectivement les gains mesurés d'un simple THGEM et du MICROME GAS dans deux mélanges de néon : Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour différentes concentrations de gaz quenchers.

Les courbes de gain du THGEM présentent trois parties qui correspondent à un régime de recombinaison, un régime de transmission et un régime d'amplification. Les photoélectrons sont tout d'abord focalisés dans les trous du THGEM et se recombinent le long de leur trajet. Une partie seulement des charges primaires est collectée sur l'électrode inférieure. Le gain est inférieur à 1. Lorsque le champ est suffisamment élevé les charges primaires sont toutes collectées

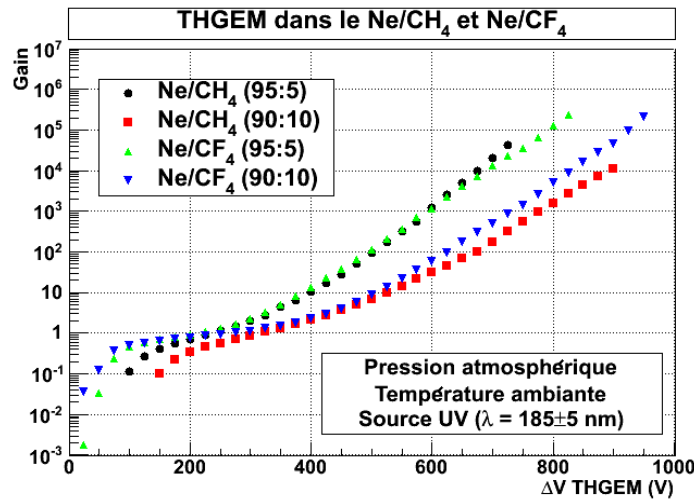


FIG. 5.22 – Mesures de gains en mode courant du THGEM effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}).

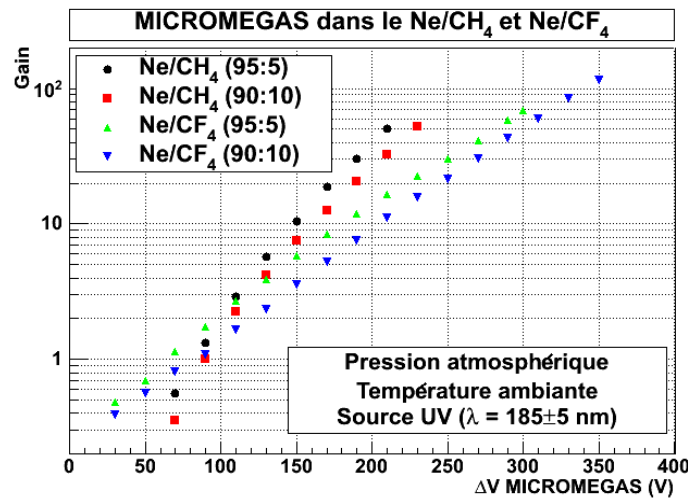


FIG. 5.23 – Mesures de gains en mode courant du MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$).

sur la face inférieure du THGEM. Cependant le champ électrique n'est pas assez fort pour engendrer d'amplification. Le gain est alors proche de 1 marquant un plateau plus ou moins long suivant le début du phénomène d'avalanche. Le gain est ensuite exponentiel dans la dernière partie des courbes. Pour un mélange gazeux, plus la proportion de gaz quencheur est grande et plus les tensions de polarisation nécessaires à l'obtention d'un même gain sont grandes. Pour

un gain de 10^4 il faut appliquer une différence de potentiel de 150 V plus importante que ce soit pour un mélange de Ne/CH₄ ou de Ne/CF₄ lorsque le pourcentage de quencheur passe de 5 à 10 %. Le mélange de Ne/CF₄ a permis d'atteindre de plus forts gains avant l'apparition des premières décharges.

Concernant le MICROMEGAS seul, les champs électriques sont très vite plus élevés dans le gap d'induction qui mesure 50 μm pour des tensions de polarisation identiques à celle d'un THGEM, cependant les gains obtenus sont plus faibles. Pour les mélanges étudiés le gap de 50 μm ne permet pas un développement assez important de l'avalanche. De plus, le champ de transfert entre le THGEM et la microgrille était de 0,5 kV/cm. L'extraction des électrons primaires des trous du THGEM n'était peut-être pas totale. Dans ce cas les gains mesurés avec le MICROMEGAS ont peut-être été sous estimés. Avant une différence de potentiel de 125 V, soit un rapport de champ E_{Ind}/E_{Trans} de 50, la transparence de la grille CERN n'est pas totale et l'ensemble des charges primaires n'entre pas dans l'espace d'amplification (voir paragraphe 4.4.3 du chapitre 4). La pente du gain est donc ainsi modulée par l'augmentation de la transparence électronique de la microgrille. Pour des différences de potentiels supérieures le gain devient exponentiel. Comme précédemment l'augmentation de la quantité de gaz quencheur limite la phénomène d'amplification. La différence entre les deux mélanges (Ne/CH₄ et Ne/CF₄) est néanmoins plus marquée que pour le THGEM. Avec le CF₄, les tensions nécessaires à l'obtention d'un gain identique à celui obtenu avec le CH₄ sont environ 25 % plus élevées.

THGEM/MICROMEGAS

La figure 5.24 montre les gains mesurés avec le montage THGEM/MICROMEGAS dans un mélange de Ne/CH₄ (95 :5). Le champ de transfert entre le THGEM et la microgrille était de 0,5 kV/cm.

Les différentes courbes correspondent à différentes tensions de polarisation du MICROMEGAS. La courbe obtenue avec le THGEM seul a également été ajoutée. Remarquons la différence de pente entre les courbes combinant THGEM et MICROMEGAS et la courbe du THGEM seul. A faible tension, le gain total du détecteur est égal au produit du gain du THGEM et du MICROMEGAS. A plus haute tension, l'extraction des charges venant du THGEM est de plus en plus difficile. La pente du gain total est alors réduite à haut gain. La même tendance est observée sur la figure 5.25. Elle montre les gains mesurés du montage THGEM/MICROMEGAS dans un mélange de Ne/CF₄ (95 :5). Le champ de transfert entre le THGEM et la microgrille était de 0,5 kV/cm. Les différentes courbes correspondent à des gains différents du MICROMEGAS. A basse différence de potentiel aux bornes du THGEM les courbes de gain sont légèrement incurvées. Ceci peut s'expliquer par l'attachement du CF₄ qui présente un maximum vers 3 kV/cm comme le montre la figure 5.26. Cette figure montre l'évolution du taux d'attachement électronique et du taux d'ionisation en fonction du champ électrique pour les mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ (95 :5). En effet, la transition entre le champ intense présent dans les trous

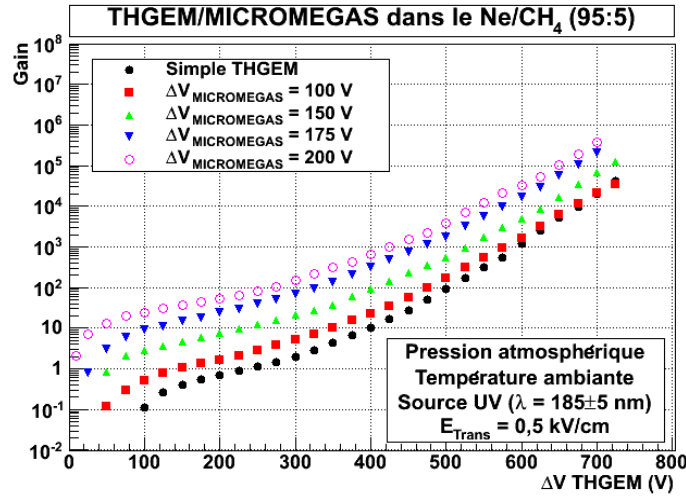


FIG. 5.24 – Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CH₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour différents potentiels appliqués entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$). $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.

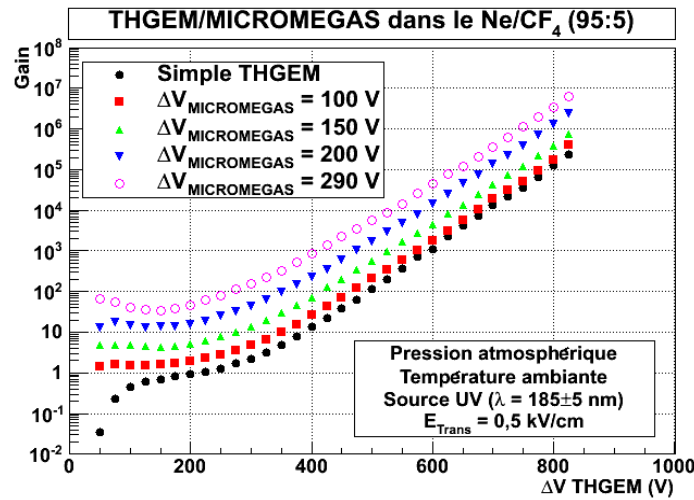


FIG. 5.25 – Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour différents potentiels appliqués entre la grille CERN et l'anode ($\Delta V_{MICROMEGAS}$). $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.

des THGEM et l'espace de transfert est progressive. Les charges peuvent donc traverser un espace dans lequel le champ électrique est propice à l'attachement.

La figure 5.27 regroupe les courbes de gains mesurés du montage THGEM/MICROMEGAS dans des mélanges de Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur pour une différence

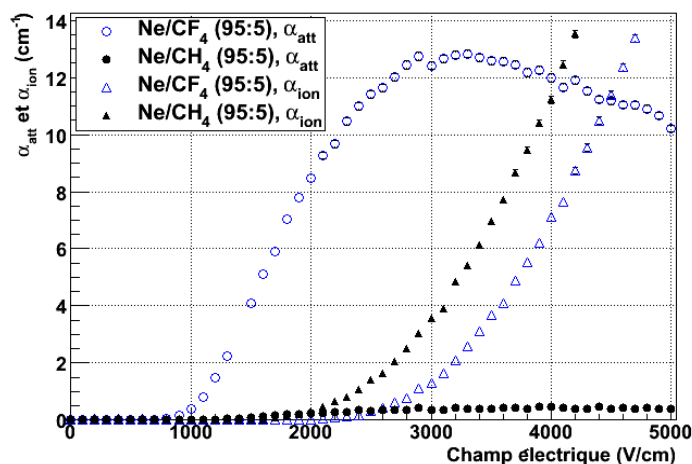


FIG. 5.26 – Courbes d'évolution du taux d'attachement électronique (α_{att}) et du taux d'ionisation (α_{ion}) en fonction du champ électrique pour les mélanges de Ne/CF₄ et Ne/CH₄ (95 :5) calculées avec MAGBOLTZ (T = 293 K, P = 1 bar).

de potentiel entre le MICROMEGAS et l'anode de 200 V. Pour un pourcentage de quenchneur

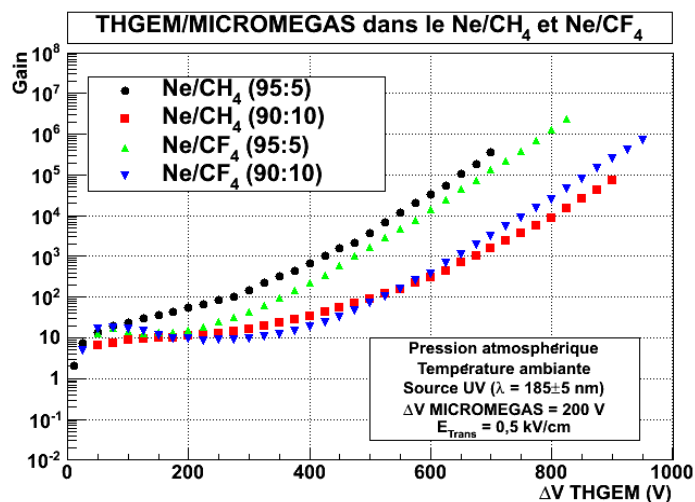


FIG. 5.27 – Mesures de gains en mode courant du THGEM/MICROMEGAS effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quenchneur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}) pour une différence de potentiel appliquée entre la grille CERN et l'anode de 200 V. $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm.

de 5 % la différence de potentiel à appliquer entre le MICROMEGAS et l'anode est supérieure avec le CF₄ pour atteindre un même gain. Cette tendance s'inverse pour un pourcentage de 10 % à partir de $\Delta V_{THGEM} = 600$ V. De plus, pour une même proportion de gaz quenchneur le CF₄

permet d'atteindre de plus forts gains maximaux comme nous l'avons noté précédemment avec le THGEM seul et le MICROMEAS seul.

Double THGEM

La figure 5.28 montre les gains mesurés du montage double THGEM dans des mélanges de Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur. Les champs de transfert et d'induction

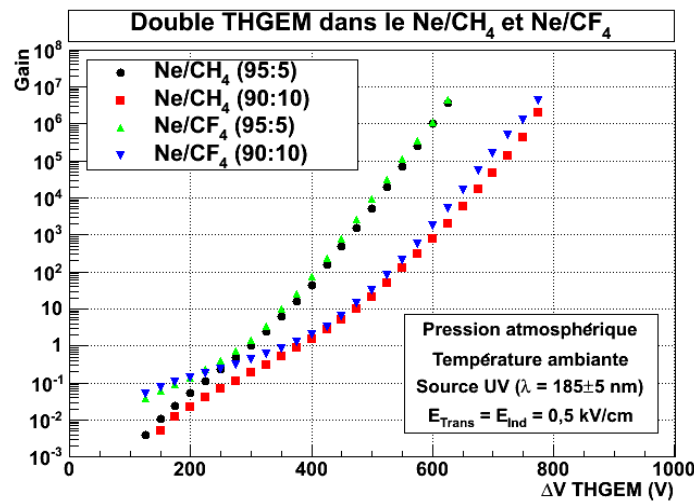


FIG. 5.28 – Mesures de gains en mode courant du double THGEM effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans des mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm.

étaient de 1 kV/cm. Les courbes de gains sont similaires entre les deux mélanges à partir d'un gain supérieur à 1. Les tensions maximales atteintes avant l'apparition de décharges sont équivalentes et les tensions nécessaires à appliquer pour obtenir un gain similaire entre les deux mélanges sont équivalentes. Seules les tendances du début des courbes diffèrent lorsque le gain est inférieur à l'unité. Pour le mélange de Ne/CF₄ les courbes ne présentent pas de plateau et pour le Ne/CH₄ le plateau est inférieur au gain unitaire. Ceci peut provenir d'un déficit d'extraction des charges des trous des THGEM pour des champ de 1 kV/cm. A plus hauts gains le gain du détecteur est égal au produit des gains de deux THGEM.

Comparaison des montages : Double THGEM et THGEM/MICROMEAS

Les figures 5.29 et 5.30 montrent les gains mesurés du montage double THGEM et THGEM/MICROMEAS dans des mélanges respectivement de Ne/CF₄ et de Ne/CH₄ pour 5 et 10 % de gaz quencheur. Pour ce qui concerne les mesures effectuées avec le montage THGEM/MICROMEAS l'augmentation du gain en fonction de la différence de potentiel aux bornes du THGEM est moins rapide que celle du double THGEM. En effet, le gain est gouverné par le gain du

5. Caractérisations expérimentales du GPM

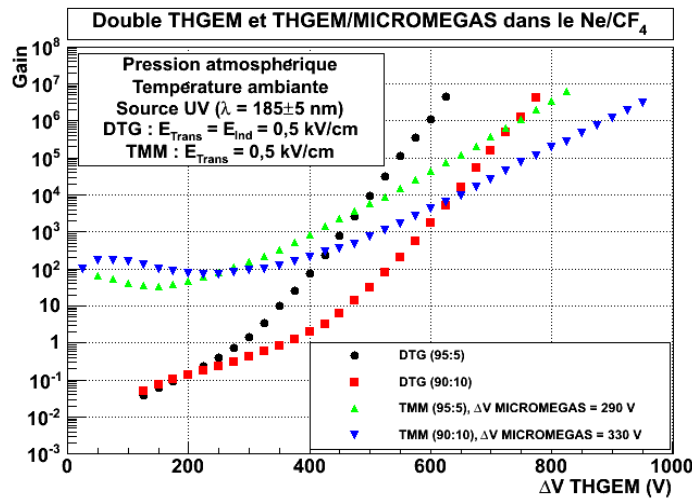


FIG. 5.29 – Mesures de gains en mode courant du double THGEM (DTG) et du THGEM/MICROMEGAS (TMM) effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quenchant en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm pour le DTG et $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm pour le TMM. La différence de potentiel entre la grille CERN et l'anode est $\Delta V_{MICROMEGAS}$.

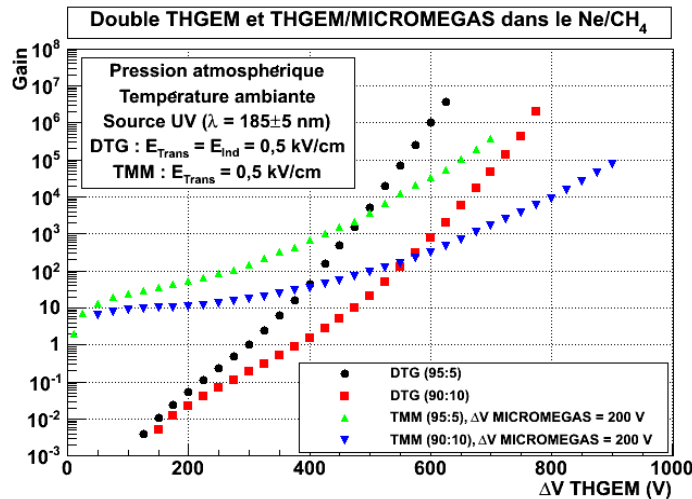


FIG. 5.30 – Mesures de gains en mode courant du double THGEM (DTG) et du THGEM/MICROMEGAS (TMM) effectuées avec une source UV continue ($\lambda = 185 \pm 5$ nm) dans un mélange de Ne/CF₄ pour 5 et 10 % de gaz quenchant en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes du THGEM (ΔV_{THGEM}). $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm pour le DTG et $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm pour le TMM. La différence de potentiel entre la grille CERN et l'anode est $\Delta V_{MICROMEGAS}$.

THGEM modulé par le déficit de transfert des charges entre les deux structures amplificatrices. Concernant les mesures effectuées dans le Ne/CH₄ la courbe correspondant à un pourcentage de 10 % de CH₄ ne correspond pas au gain maximal atteignable avec le MICROMEGAS.

Nous pouvons conclure de ces mesures que les deux montages permettent d'obtenir des gains maximaux similaires. Nous avons également observé que le gain d'un THGEM seul est supérieur au gain d'un MICROMEGAS quel que soit le mélange utilisé. En ce sens une grande quantité d'ions, ceux produits dans les trous du THGEM, est susceptible de remonter sur la photocathode lorsque les deux structures sont combinées puisque le gain du THGEM n'est pas négligeable devant le gain total du détecteur. Le montage THGEM/MICROMEGAS permet néanmoins de minimiser la tension de polarisation de l'électrode de plus haut potentiel. Nous n'avons pas pu reproduire les gains obtenus lors des mesures avec la source de ⁵⁵Fe ou plutôt nous n'avons pas observé de différence notable entre les deux montages comme nous l'avions observé précédemment. Ce montage avait été modifié afin de maximiser la quantité de photons impactant la photocathode. Nous pouvons supposer que le gap du MICROMEGAS n'était pas de 50 μm dans le montage précédent, utilisé pour les mesures de gain en mode impulsif, mais était supérieur induisant ainsi une plus forte amplification et repoussant l'apparition des décharges. Dans ce montage le MICROMEGAS était tendu sur un cadre en ROGERS® d'un faible diamètre (40 mm) ne favorisant pas un maintien optimal de tous les plots à la surface de l'anode.

Nous avons également remarqué des décharges sporadiques dans le mélange de Ne/CF₄ pour des tensions de polarisation inférieures aux tensions limites de décharge. Cet effet n'a pas été observé dans le mélange Ne/CH₄. Il a également été mentionné dans la littérature dans l'article de R. Chechik *et al.* [172] dans une étude avec du CF₄ pur.

Enfin, la proportion (95 :5) pour les mélanges Ne/CH₄ et Ne/CF₄ semble être un bon compromis entre les tensions de polarisation et l'efficacité de photoextraction à température ambiante et à pression atmosphérique pour ces deux types de montage. En effet, une quantité importante de gaz quencheur favorise l'efficacité d'extraction des photoélectrons dans le gaz [215] mais en contrepartie nécessite une augmentation des champs électriques d'amplification au sein des structures pour conserver un gain suffisant.

5.4.6 Caractérisation des impulsions avec une source UV pulsée

La lampe continue de photon UV utilisée précédemment pour les mesures de gains en mode courant ne fournissait pas des pulses d'intensité suffisante pour les visualiser aisément avec une électronique rapide. Nous avons donc choisi d'utiliser une lampe délivrant des impulsions de photons UV fortes et brèves.

Matériels et Méthodes

La fenêtre d'entrée du GPM a été illuminée par une lampe à hydrogène à décharges fournissant un auto déclenchement, afin d'avoir une grande quantité de photons atteignant la photocathode et donc une grande quantité de photoélectrons arrachés à chaque impulsion. Cette lampe, alimentée sous une tension de 3,3 kV fournissait des impulsions de photons de largeur inférieure à la nanoseconde dont la longueur d'onde moyenne était de 160 nm. La lampe produisait des arcs avec un taux de répétition de 2,5 kHz. Une impulsion bipolaire permettait de déclencher l'acquisition du signal du GPM. Le signal induit a été lu par un préamplificateur de courant rapide (ESN VT110CH4, VV44, MPI Heidelberg) possédant un temps de montée de 9 ns et un gain de 170 suivi d'un ORTEC 474 Timing Filter Amplifier afin de caractériser les impulsions en fonction des différents mélanges gazeux. La composition et le flux du mélange gazeux étaient contrôlés par deux débitmètres massiques (Mass Flow Controllers, MKS 1179A) et par un module de contrôle (MKS 247). Deux mélanges gazeux ont été testés avec différents pourcentages : Ne/CH₄ (95 :5) et (90 :10) et Ne/CF₄ (95 :5) et (90 :10).

Résultats

La figure 5.31 montre des exemples d'impulsions acquises dans un mélange de Ne/CF₄ (95 :5) avec le montage THGEM/MICROMEGAS (à gauche) et avec le montage double THGEM (à droite). Le signal bipolaire (en bleu) correspond à l'émission de la lumière UV. Il permet de

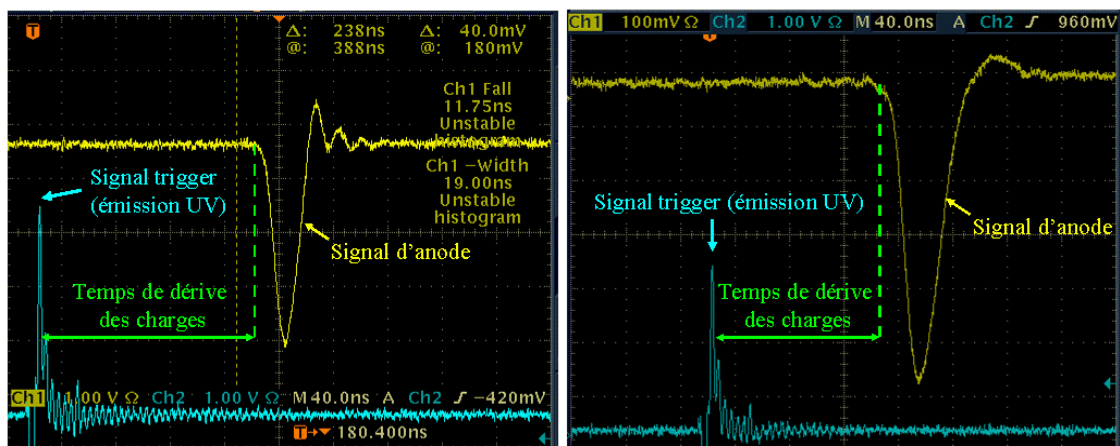


FIG. 5.31 – Capture d'écran d'impulsions acquises avec les montages THGEM/MICROMEGAS (à gauche) et double THGEM (à droite) dans un mélange de Ne/CF₄ (95 :5). Le nombre de photoélectrons primaires est de ~ 25 . Double THGEM : $E_{Trans} = E_{Ind} = 1$ kV/cm et $\Delta V_{THGEM} = 600$ V ; Gain = $1,1 \cdot 10^6$. THGEM/MICROMEGAS : $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm, $\Delta V_{MICROMEGAS} = 290$ V et $\Delta V_{THGEM} = 800$ V ; Gain = $3,5 \cdot 10^6$.

déclencher l'acquisition du signal du GPM. Le signal négatif correspond au signal induit sur

l'anode du GPM acquis avec le préamplificateur de courant rapide. Le temps séparant le trigger et le début de l'impulsion d'anode correspond à la dérive des charges à travers le premier THGEM et l'espace de transfert. Le début du signal correspond au franchissement de la grille CERN pour le montage THGEM/MICROMEGAS et à l'extraction des charges des trous du THGEM le plus proche de l'anode pour le montage double THGEM. Des impulsions similaires ont été étudiées dans le même mélange avec 10 % de CF_4 et dans le mélange Ne/CH_4 avec 5 et 10 % de CH_4 . Le temps de montée des signaux de scintillation est plus court entre un mélange Ne/CF_4 et un mélange Ne/CH_4 pour des pourcentages similaires en gaz quencheur. Pour des pourcentages de gaz quencheur de 10 %, le temps de montée des signaux devient pratiquement égal à celui du préamplificateur (9 ns). Les deux montages permettent d'obtenir des impulsions très rapides, cependant le signal observé (signal du préamplificateur) n'est pas représentatif des signaux physiques correspondant aux deux montages. En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.6 du chapitre 4 les charges dérivent durant plus de 50 ns dans l'espace d'induction que ce soit dans le montage double THGEM ou dans le montage THGEM/MICROMEGAS.

5.4.7 Cryogénie

Nous avons obtenu des gains suffisamment élevés à chaud ($> 10^5$), tout en minimisant les tensions de polarisation, pour envisager une étude cryogénique à la température du xénon liquide.

Matériels et Méthodes

Afin d'effectuer des mesures cryogéniques dans le xénon liquide. Les pièces susceptibles d'entrer en contact avec le xénon avaient été préalablement nettoyées au bain ultrasons puis étuvées à 200°C une douzaine d'heures sous un vide primaire. Un tube photomultiplicateur Hamamatsu de type R7600-06MOD-ASSY a été placé à 3,2 cm de la fenêtre d'entrée en MgF_2 du GPM. L'ensemble a ensuite été assemblé sur une bride rehaussée DN 250 CF (voir figure 5.32). Cette dernière a été fixée sur le cryostat interne de XEMIS1. Le schéma de la figure 5.33 montre le dispositif utilisé pour les tests cryogéniques. Une source de ^{238}Pu avait été placée entre les fenêtres d'entrée du GPM et du PMT. L'alimentation en gaz du GPM était assurée par des débitmètres massiques EL-FLOW Bronkhorst et la pression était contrôlée et maintenue à 1100 mbar par un régulateur de pression EL-PRESS Bronkhorst afin de minimiser le différentiel de pression de part et d'autre de la fenêtre de MgF_2 . Le reste de l'installation est celle présentée dans le paragraphe 1.3 du chapitre 1. Le doigt froid (ou PTR) permettait la liquéfaction du xénon et le contrôle de la température du xénon liquide. Plusieurs sondes PT100 permettaient le suivi de la température du xénon lors des phases de cryogénie et également le suivi de la température du GPM. Pour cela une sonde PT100 a été placée sur la bride du GPM côté vide afin de suivre la descente en température du GPM.

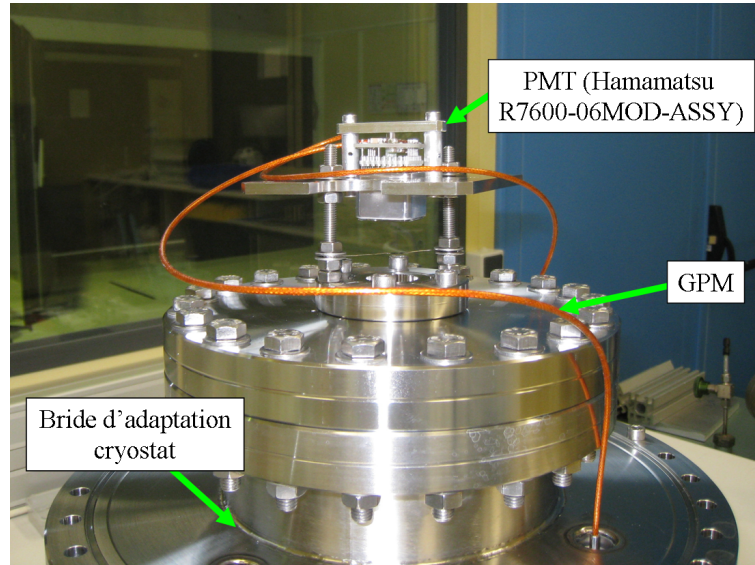


FIG. 5.32 – Photographie du GPM monté sur une bride réhaussée (DN 250 CF) avant assemblage sur le cryostat de XEMIS1. Un PMT (R7600-06MOD-ASSY) est placé en regard.

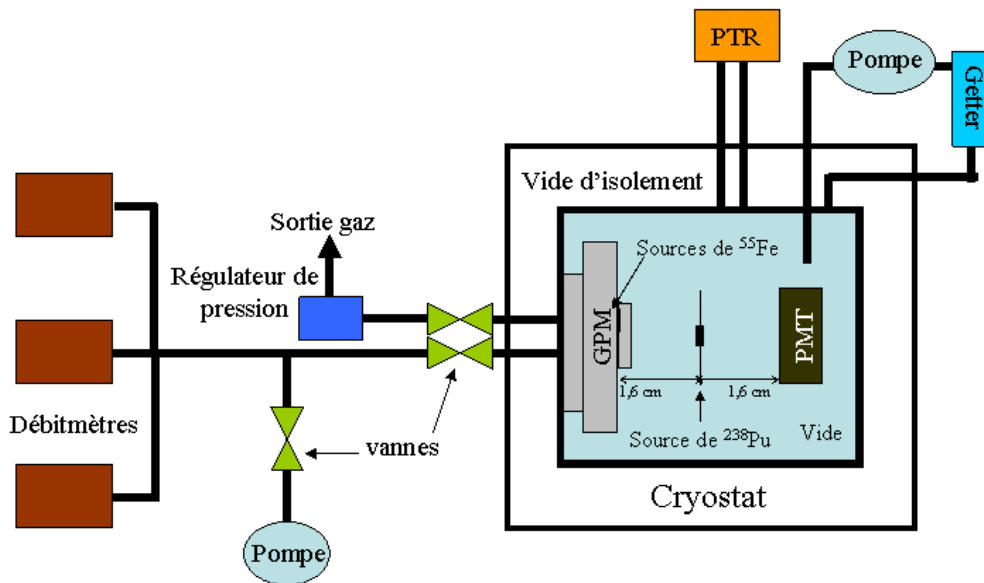


FIG. 5.33 – Représentation schématique du dispositif cryogénique expérimental.

Résultats

D'après les résultats à température ambiante obtenus avec les deux montages (double THGEM et THGEM/MICROMEGAS), nous avons décidé d'utiliser le montage THGEM/MICROMEGAS afin de minimiser les tensions de polarisation des électrodes pour les tests à basse température.

En effet, nous voulions conserver une marge de manoeuvre afin de pouvoir augmenter les tensions lors de la descente en froid du système. Lors du précooling de l'enceinte interne nous avons observé des oscillations aperiodiques du gain du détecteur à une échelle de l'ordre de la minute et une diminution de l'amplitude des signaux en moyenne due en partie à l'augmentation de la densité du gaz. Autour d'une température de -50°C nous avons observé une chute du vide d'isolation provenant d'une fuite de gaz du GPM dans l'enceinte externe. La pompe turbomoléculaire assurant le vide dynamique de l'enceinte ne pouvant supporter trop longtemps ce pompage nous avons été obligés de cryopomper le xénon et d'arrêter l'expérience. Nous avons néanmoins testé la tenue en froid de la fenêtre jusqu'à une température de -90°C . En effet, lors du cryopompage l'évaporation du xénon liquide du cryostat a entraîné une chute de la température du GPM. Après ouverture de l'enceinte externe nous avons identifié les sources de fuites qui provenaient d'un défaut du collage de l'anode et des traversées hautes tensions à travers la bride DN 63 CF du GPM.

5.4.8 Photon feedback

Nous avons pu néanmoins observer un résultat intéressant concernant le photon feedback avec le montage décrit précédemment.

Matériels et Méthodes

Trois sources de ^{55}Fe avaient été collées autour de la fenêtre de MgF_2 afin de mesurer le gain du détecteur à basse température (figure 5.34). La structure amplificatrice interne du GPM

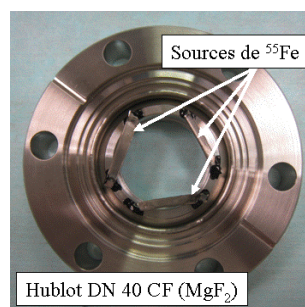


FIG. 5.34 – Photographie des sources de ^{55}Fe collées autour du hublot de MgF_2 .

était constituée d'un THGEM et d'un MICROMEGAS. Un champ électrique de dérive a été appliqué entre la cathode et la face supérieure du THGEM afin de collecter les charges issues de la conversion des photons X des sources de ^{55}Fe dans un mélange de gaz Ne/CH_4 (95 :5). La face supérieure du THGEM était recouverte d'une photocathode d'iodure de césium. Le signal de l'anode a été lu avec un préamplificateur de courant rapide (ESN VT110CH4, VV44, MPI

5. Caractérisations expérimentales du GPM

Heidelberg) possédant un temps de montée de 9 ns et un gain de 170. L'enceinte du cryostat était alors sous vide.

Résultats

La figure 5.35 montre le signal en coïncidence du PMT et du GPM lors d'un évènement de ^{55}Fe . L'impulsion du GPM (en rose) est le résultat de l'induction des charges dans le gap du

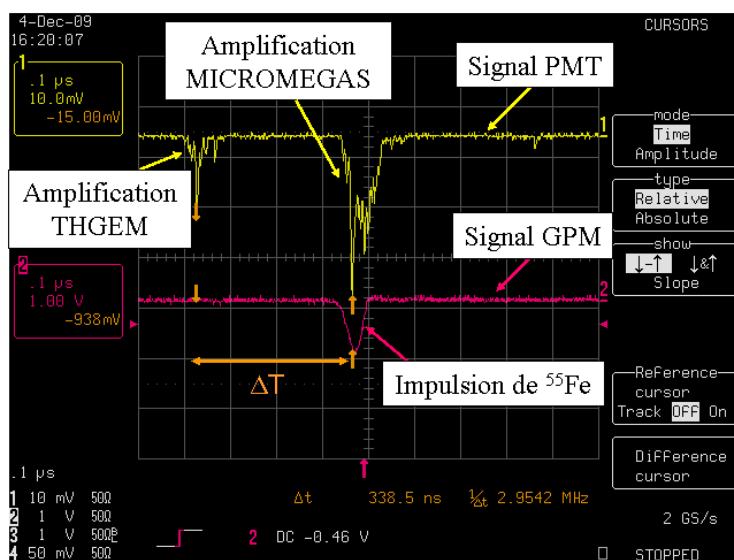


FIG. 5.35 – Signaux GPM et PMT en coïncidence lors d'un évènement de ^{55}Fe . Les signaux de scintillation du PMT correspondent aux avalanches créées dans les trous du THGEM et dans le MICROMEAS. Le signal du GPM acquis avec une électronique rapide correspond à une impulsion de ^{55}Fe .

MICROMEAS. Le signal du PMT (en jaune) montre le signal de scintillation « vu » à travers la fenêtre de MgF_2 . La première impulsion correspond à la première amplification dans les trous du THGEM. La seconde correspond à la seconde amplification dans le gap du MICROMEAS. Une partie des photons de scintillation générés lors du processus d'amplification passent à travers la microgrille puis à travers les trous du THGEM et enfin franchissent la fenêtre d'entrée du GPM. La durée Δt séparant les deux impulsions correspond effectivement au temps nécessaire à la dérive des électrons, dans un champ électrique de 0,5 kV/cm, dans un mélange de Ne/CH_4 (95 :5) entre le THGEM et le MICROMEAS. Aucune autre impulsion, entre, ou à la suite de ces deux impulsions n'est détectée ce qui confirme l'absence de photon feedback, c'est-à-dire de signaux induit par les photons de scintillation du GPM lui-même. Nous vérifions ici que la photocathode réflective et l'écrantage du THGEM sont efficaces contre le photon feedback (voir paragraphe 4.4.3 chapitre 4).

5.4.9 Conclusions et Discussions

Les mesures à température ambiante ont permis de valider les montages des différentes structures amplificatrices et la connexion des électrodes aux hautes tensions. Elles ont en particulier permis de résoudre des problèmes de claquages entre les différentes électrodes ou entre les différents passages hautes tensions au sein du détecteur. Afin de minimiser les tensions des électrodes nous avons combiné deux structures amplificatrices au sein du GPM, le THGEM et le MICROMEGAS. Les mesures à température ambiante et à pression atmosphérique ont été encourageantes et de forts gains nous ont permis de débiter les tests cryogéniques. Cependant nous avons rencontré des problèmes mécaniques qui nous ont menés à repenser le design du GPM. De plus, lors des mesures en mode courant, il s'est révélé que le gain du montage THGEM/MICROMEGAS provenait essentiellement du THGEM. Afin de minimiser la quantité d'ions produits dans les trous du THGEM il est nécessaire d'augmenter le gain du MICROMEGAS et de minimiser le gain du THGEM sans modifier l'extraction des photoélectrons. Or, le gain du MICROMEGAS n'est pas suffisamment élevé dans les mélanges de néon pour un gap d'amplification de $50\text{ }\mu\text{m}$. Nous avons donc commencé à ce stade du développement la construction d'un nouveau prototype (paragraphe 5.6) capable d'accueillir à la fois deux THGEM et une structure hybride THGEM/PIM/MICROMEGAS afin de bloquer la remontée des ions et de garantir un gain du détecteur suffisant.

5.5 Prototype 2

5.5.1 Introduction

À la suite des défaillances mécaniques rencontrées avec le premier prototype, un second dispositif expérimental a été assemblé au Weizmann Institute of Science en Israël. Celui-ci a permis de débiter des tests à basse température avec deux THGEM et de préparer simultanément un second prototype à Nantes dédié au xénon liquide.

5.5.2 Description du dispositif expérimental

Afin de poursuivre les caractérisations du montage comportant deux THGEM, nous avons effectué des tests à basse température à l'aide d'un dispositif permettant d'illuminer la photocathode avec une lampe UV délivrant un flux continu de photons UV. Une vue d'ensemble du montage expérimental est montrée sur la figure 5.36. La chambre en inox contenait les deux THGEM. La pression était mesurée avec un Baratron MKS et maintenue à la pression atmosphérique à travers un bulleur (760 mmHg). La chambre était immergée dans un mélange d'éthanol à 96 % (~ 7 litres) et d'azote liquide durant les mesures à basse température. La quantité d'azote liquide a été ajustée afin d'atteindre la température requise. Trois thermocouples ont été utilisés afin de mesurer la température du gaz à l'intérieur de la chambre, du flasque haut de la chambre

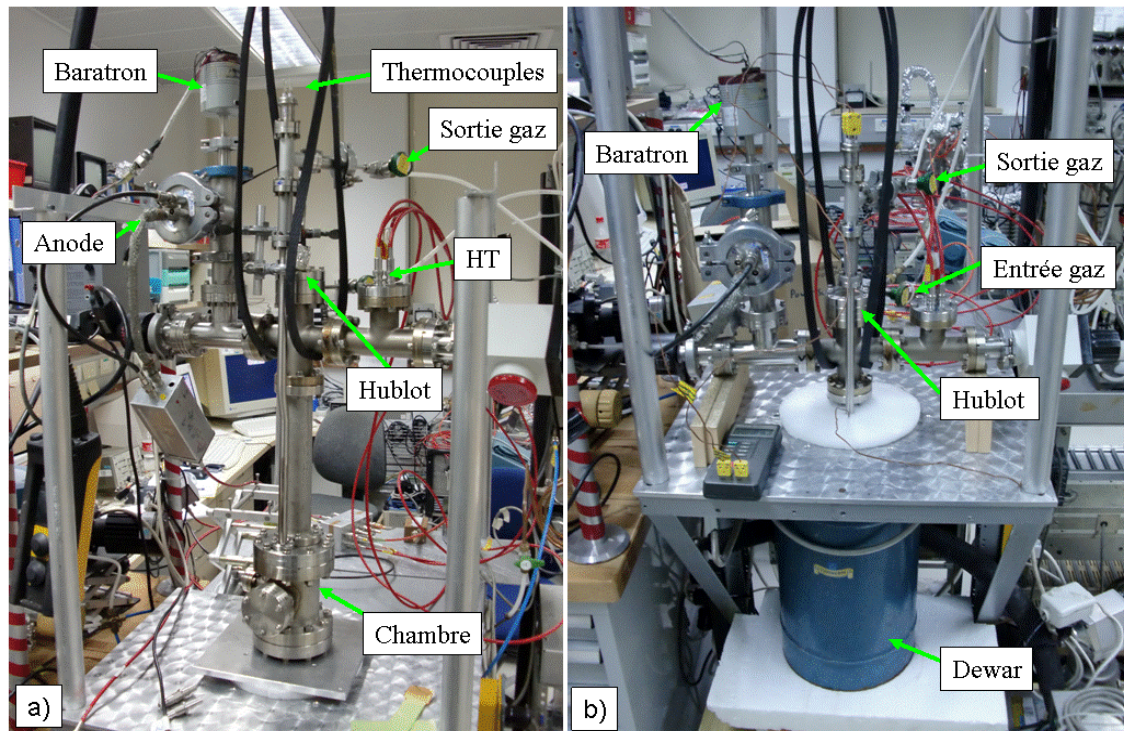


FIG. 5.36 – Photographies du dispositif expérimental : (a) en dehors du dewar (b) la chambre est immergée.

et du mélange cryogénique durant les acquisitions. Nous avons attendu la stabilisation de la température de la chambre avant de débuter chaque série de mesures (~ 1 h).

La figure 5.37 montre une vue de coupe schématique du montage interne à la chambre. Le dessus du premier THGEM (face à la fenêtre) a été recouvert d'une couche d'iodure de césium d'environ 220 nm d'épaisseur avec une vitesse de dépôt entre 8 et 10 \AA.s^{-1} sous une pression de $7,5 \cdot 10^{-4}$ Torr. La photocathode a été exposée à l'air moins de 10 minutes durant l'assemblage du détecteur sous flux continu d'azote afin de limiter la dégradation du CsI. Le détecteur a fonctionné en flux continu de gaz durant toutes les séries de mesures. La composition et le flux étaient contrôlés par deux débitmètres massiques (Mass Flow Controllers, MKS 1179A) et par un module de contrôle (MKS 247). Le mélange gazeux utilisé était le suivant : Ne/CH₄ (95 :5).

5.5.3 Mesures de gains en mode courant

Matériels et Méthodes

Les mesures de gains en mode courant ont été effectuées en illuminant la photocathode du premier THGEM à travers une fenêtre en Suprasil avec une lampe UV Hg(Ar) ORIEL 6038 délivrant un flux continu de photons UV de longueur d'onde piquée à 185 ± 5 nm alimentée par une ORIEL 6048 (voir figure 5.37). Le courant induit sur les différentes électrodes a été

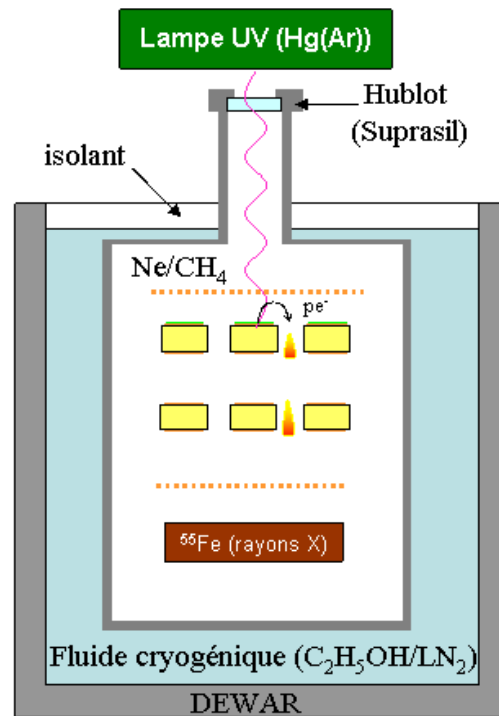


FIG. 5.37 – Représentation schématique du Prototype 2.

mesuré avec un picoampèremètre KEITHLEY 610C. Toutes les électrodes ont été polarisées avec des alimentations hautes tensions CAEN N471A à travers des filtres RC afin de supprimer des sources de bruits hautes fréquences issues des alimentations. Le courant de normalisation (photocourant) a été mesuré en appliquant une différence de potentiel entre la grille et les électrodes du premier THGEM, ajustée en fonction de la température. La valeur du photocourant I_0 correspondait à l'apparition d'un plateau sur la courbe $I = f(\Delta V)$. ΔV étant la différence de potentiel entre la photocathode et la grille de collection placée entre le THGEM et la fenêtre. Deux configurations d'empilement des THGEM ont fait l'objet des mesures présentées dans ce paragraphe (voir figure 5.38). L'espace de collection étant identique dans les deux cas (3,2 mm). L'espace d'induction ayant été de 10,9 et 12,5 mm et l'espace de transfert de 5,4 et 2,3 mm respectivement pour les montages notés S_1 et S_2 .

Résultats

La figure 5.39 montre les mesures de gains en mode courant correspondant aux deux montages double THGEM (S_1 et S_2) pour différentes températures du mélange gazeux Ne/CH₄ (95 :5). Les gains maximaux correspondent à l'apparition de décharges. Cinq courbes ont été réalisées avec le montage 1 (S_1). La mesure à 166 K a été reproduite avec une heure d'intervalle afin de vérifier la stabilité du système. Tandis que le gain maximal était de $2,6 \cdot 10^4$ à température

5. Caractérisations expérimentales du GPM

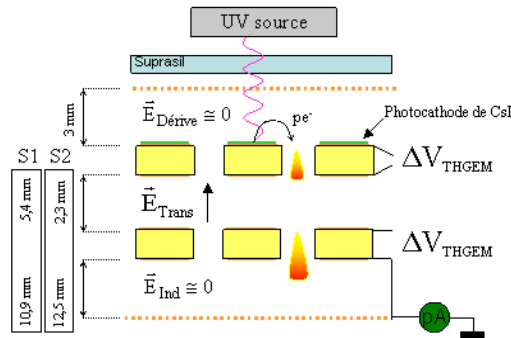


FIG. 5.38 – Représentation schématique des deux montages double THGEM testés (S_1 et S_2).

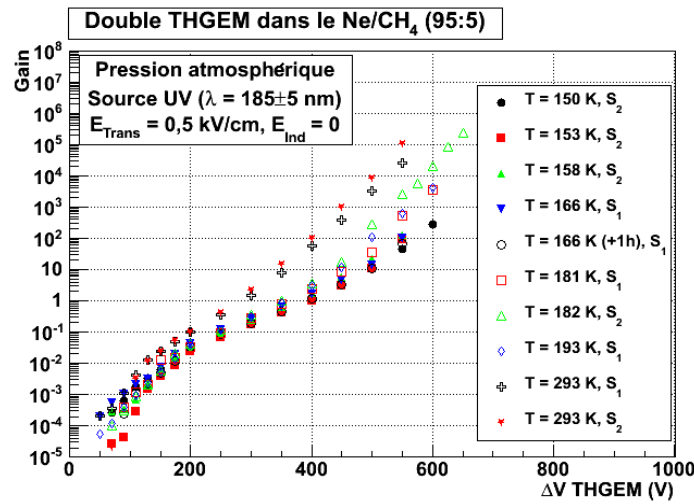


FIG. 5.39 – Mesures de gains en mode courant des deux montages (S_1 , S_2) double THGEM pour différentes températures du mélange gazeux Ne/CH₄ (95 :5) en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM (ΔV_{THGEM}).

ambiante, il était de $3,6 \cdot 10^3$ à 181 et 193 K et seulement de 100 à 166 K. Nous avons rencontré des problèmes de claquages entre les hautes tensions et la masse avec ce montage, c'est pourquoi nous avons réduit la hauteur de l'espace de transfert dans le second montage (S_2) dans le but de réduire les tensions maximales de polarisation des électrodes. Un gain maximal de 10^5 a été atteint à température ambiante. Un gain maximal de 100 a été atteint à une température de 158 K. Un gain inattendu de $2,3 \cdot 10^5$ a été mesuré à 182 K.

5.5.4 Mesures de gains en mode impulsionnel

Matériels et Méthodes

Les mesures de gains en mode impulsionnel ont été réalisées avec une source de ^{55}Fe selon le montage de la figure 5.40. La source de ^{55}Fe était placée du côté opposé à la photocathode afin

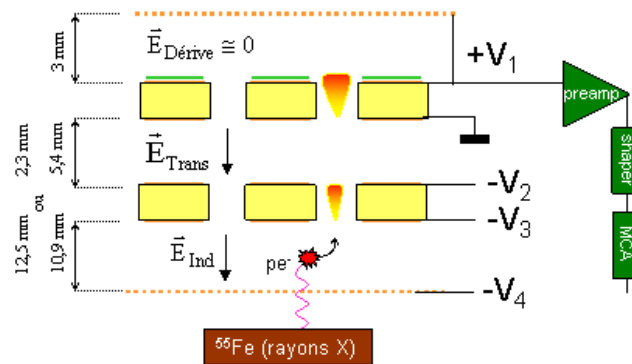


FIG. 5.40 – Représentation schématique de la mesure du gain avec une source de ^{55}Fe avec un montage double THGEM dans un mélange de Ne/CH_4 (95 :5).

de ne pas écranter la lumière de la lampe UV. La distribution de l'amplitude des impulsions a été acquise avec un logiciel d'acquisition ADMCA Amptek. La chaîne électronique utilisée est la suivante : un préamplificateur de charges ORTEC 124 (sensibilité 275 mV/pC) suivi d'un amplificateur ORTEC 570 (temps de shaping = 0,5 s) et d'un analyseur multi-canaux d'amplitude (MCA 80004). L'étalonnage de la chaîne a été effectuée en injectant des impulsions d'amplitude connue à l'aide d'un générateur 8012B HP à travers une capacité de 10 pF reliée à la masse par une résistance de 50 Ω connectée au préamplificateur de charges (voir figure 5.41).

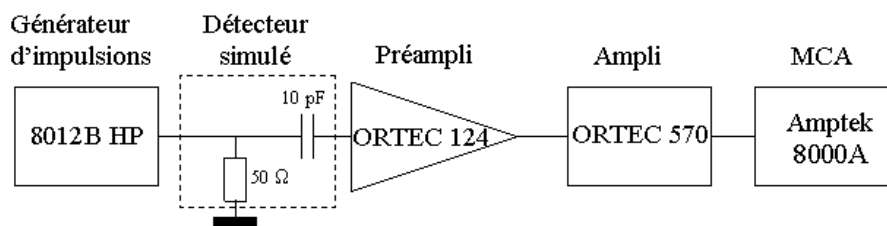


FIG. 5.41 – Représentation schématique de l'étalonnage de la chaîne électronique.

Résultats

La figure 5.42 montre un exemple de spectre de ^{55}Fe acquis avec le montage 2 (S_2) dans un mélange de Ne/ CH_4 (95 :5) à une température de 176 K. Le gain mesuré de $6,7 \cdot 10^3$ correspond au gain maximal atteignable dans cette configuration et à cette température. La résolution en énergie mesurée est de 40 % (FWHM).

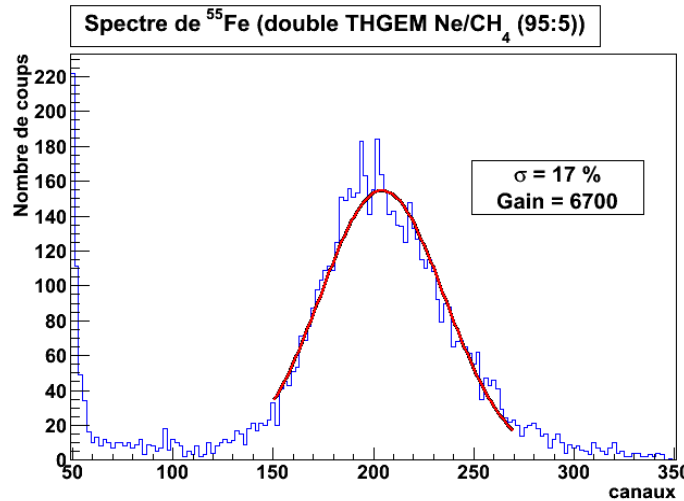


FIG. 5.42 – Spectre de ^{55}Fe acquis avec le montage S_2 double THGEM dans un mélange Ne/ CH_4 (95 :5) à 176 K ($\Delta V_{\text{THGEM}} = 700$ V, $E_{\text{Trans}} = 0,5$ kV/cm, $E_{\text{Dérive}} = 0,15$ kV/cm.)

5.5.5 Conclusions et Discussions

Premièrement, notons que les gains mesurés en mode courant avec le prototype 1 étaient plus importants que ceux mesurés avec ce prototype. Le gain maximal obtenu en mode impulsif de $7 \cdot 10^3$, obtenu avec les montages double THGEM, devrait être amélioré avec une chambre plus volumineuse facilitant le passage des hautes tensions. Une résolution en énergie (FWHM) de l'ordre de 40 % a été mesurée avec des rayons X de 5,9 keV à 176 K. Le gain maximal mesuré avec la source de ^{55}Fe était limité par l'apparition de décharges sur le détecteur. Dans le but d'améliorer le gain maximal et la résolution en énergie, les champs de transfert et de dérive devraient être amplifiés. Cette augmentation des tensions pourrait être possible avec un montage laissant une place plus importante dans la chambre pour le passage des hautes tensions. Cependant, la localisation exacte des claquages n'a pas pu être identifiée. Nous avons supposé une détérioration de l'isolation des câbles électriques avec le froid. Les courbes de gain en mode courant avec les montages double THGEM ne présentent pas de plateau comme le montage avec un seul THGEM. Le champ de transfert de 0,5 kV/cm est sans doute responsable de cela. Une partie des charges était peut-être perdue dans l'espace de transfert. Cependant, cette configuration a permis d'atteindre de meilleurs gains qu'en augmentant

le champ de transfert et en diminuant les champ d'amplification. Le gain de la chambre était limité par les problèmes de claquages. Des instabilités du gain en mode courant ont été relevées durant les mesures. Pour des gains supérieurs à 10, pour des conditions de polarisation fixes, le courant d'anode croissait lentement jusqu'à l'apparition de décharges. Cet effet n'était pas systématique. Il n'était pas lié aux instruments de mesure ni à l'effet de chargement des câbles. L'ordre de grandeur de la durée des accroissements était la minute. Expérimentalement, aucune corrélation n'a été identifiée. Ces instabilités sont responsables de l'allure irrégulière de certaines des courbes de gain en mode courant. Ces instabilités peuvent avoir plusieurs raisons. La convection du mélange gazeux dans le montage pourrait induire une variation locale de sa densité et de ce fait une absorption variable des photons UV. Cependant, le système était supposé être à l'équilibre (quelques heures à la même température). Une modification locale du champ électrique pourrait être plus probable. Ce qui voudrait dire que les propriétés du matériau des THGEM seraient responsables de cela. Ces instabilités étaient peut-être liées à ce montage spécifique car elles n'ont pas été observées avec le prototype suivant, le prototype 3.

5.6 Prototype 3

5.6.1 Introduction

Un prototype de GPM cryogénique a été redessiné afin de résoudre les problèmes d'étanchéité à basse température rencontrés avec le prototype 1. Les passages hautes tensions ont notamment été remplacés par des connexions cryogéniques standard. L'enveloppe du détecteur a également été conçue pour pouvoir accueillir différentes structures amplificatrices afin d'effectuer différentes caractérisations. Les premiers résultats obtenus dans le xénon liquide, avec un montage double THGEM et un montage THGEM/PIM/MICROMEGAS, seront exposés dans ce paragraphe.

5.6.2 Description du prototype

Enveloppe du GPM

La figure 5.43 montre l'enveloppe extérieure du GPM en inox. La bride DN 160 CF ainsi que le hublot du prototype 1 avaient été conservés. La partie avant du GPM se fixait sur une bride DN 250 CF à travers laquelle passaient les connexions SHV standard (5 kV) sur bride DN 16 CF, ainsi que les alimentations de gaz et les connecteurs SMA et multibroches. Un serpentin en inox d'un demi pouce de diamètre a été également ajouté pour favoriser le refroidissement du mélange gazeux avant son injection dans la chambre du GPM pour jouer le rôle d'échangeur. Nous voulions ainsi garantir l'homogénéité de la température du gaz dans le GPM. En effet, toute variation de la température du mélange gazeux induit une variation du gain du détecteur.

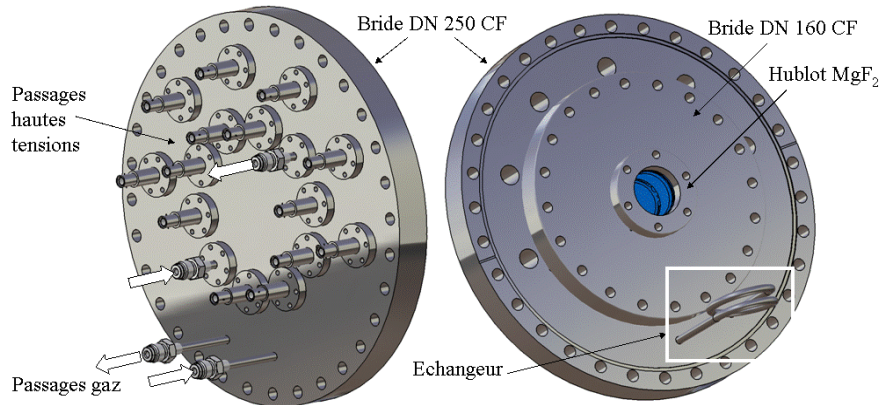


FIG. 5.43 – Vue de l’enveloppe du GPM. Partie exposée au vide (à gauche). Partie exposée au xénon liquide (à droite).

Double THGEM

L’empilement des deux THGEM du montage double THGEM et leur assemblage sur leur support en NORYL[®] sont montrés sur la vue éclatée de la figure 5.44. Les espaces de dérive, de transfert et d’induction mesuraient 4 mm comme pour le montage du prototype 1 (paragraphe 5.4). Cette structure est assemblée directement sur la bride DN 250 CF qui comporte un lo-

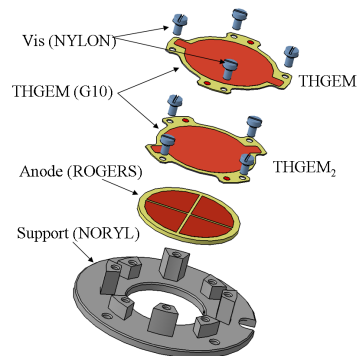


FIG. 5.44 – Vue éclatée de l’assemblage du montage avec deux THGEM.

gement en son centre pour la recevoir. La photographie de la figure 5.45 montre la structure assemblée, les électrodes reliées aux hautes tensions ($HT_{1,2,3,4}$) et l’anode reliée au connecteur SMA. Les fils d’alimentation furent directement soudés sur les électrodes afin de garantir le contact lors de la descente en température. Deux capteurs de température (PT100) permettaient de suivre la température du mélange gazeux au niveau de l’injection et de la sortie gaz. La cathode était solidaire de la bride DN 160 CF qui servait à fermer le détecteur (voir figure 5.46). Ceci permet un montage rapide du THGEM sur lequel est déposé la photocathode de CsI et ainsi de minimiser le temps d’exposition à l’air de la photocathode.

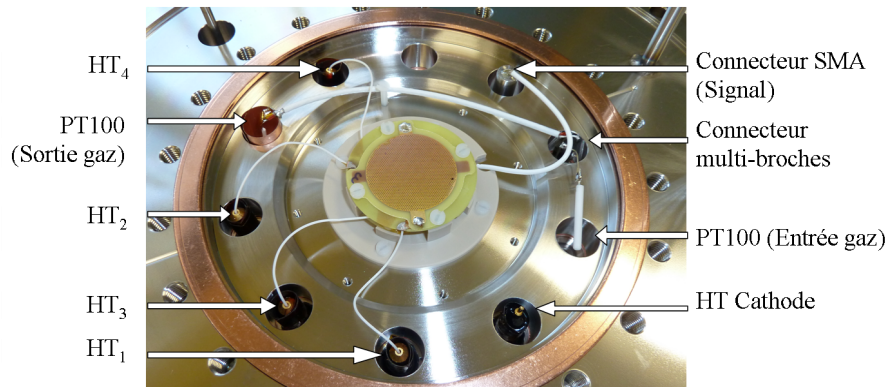


FIG. 5.45 – Photographie de la structure interne du GPM double THGEM montée sur la bride DN 250 CF.

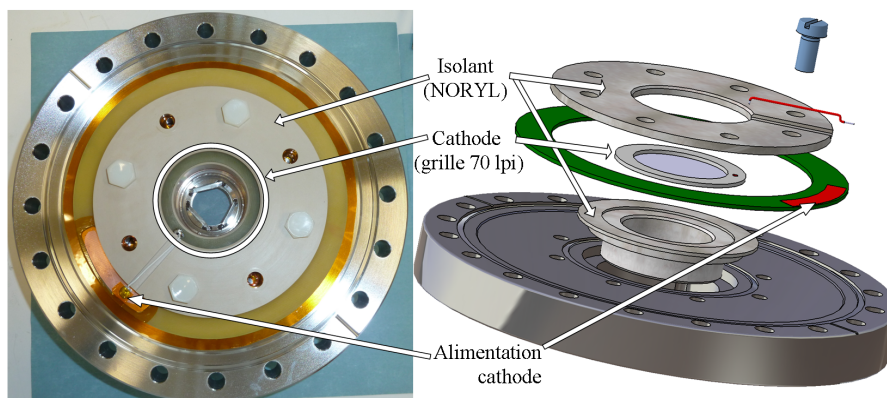


FIG. 5.46 – Photographie (à gauche) et vue éclatée (à droite) de la structure interne solidaire à la bride DN 160 CF : support de la cathode et du hublot de MgF_2 .

THGEM/PIM/MICROMEGAS

Nous avons également développé un montage combinant un THGEM, un PIM et un MICROMEGAS. Nous avons conservé l'enveloppe du détecteur. Seul le support du THGEM et des microgrilles est différent de celui du double THGEM. La figure 5.47 montre une représentation (à gauche) et une photographie (à droite) de la structure interne du GPM. Le diamètre de l'anode pleine était de 32 mm. Cependant nous avons étendu la surface du détecteur afin d'assurer un espace d'amplification constant entre la grille CERN et l'anode. La figure 5.48 montre une vue de coupe schématique de l'empilement des microstructures. La grille CERN est collée sur un cadre en FR4 avec de la colle cryogénique (STYCAST 2850 FT). Une entretoise en NORYL[®] définit l'espace de transfert de 2,5 mm entre la grille 670 lpi et la grille CERN. L'espace d'amplification de 125 μm du PIM est défini par une grille kapton. L'espace de transfert de 2,5 mm, compris entre le THGEM et la grille 500 lpi, est assuré par le support du THGEM en NORYL[®]

5. Caractérisations expérimentales du GPM

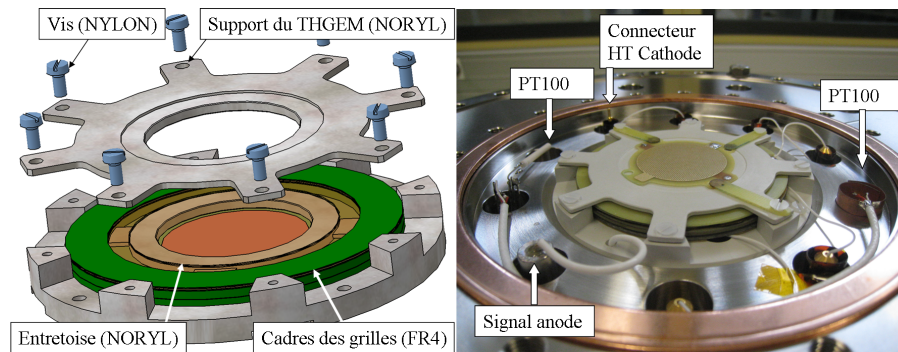


FIG. 5.47 – Représentation (à gauche) et photographie (à droite) de la structure interne du détecteur comportant un THGEM, un étage PIM et un MICROMEGAS.

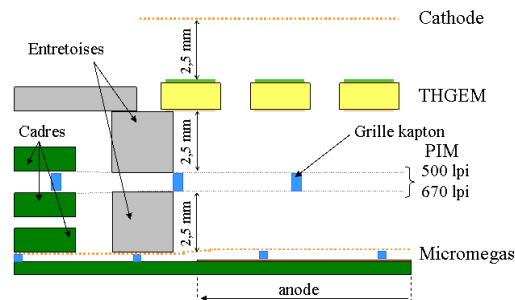


FIG. 5.48 – Vue de coupe schématique du détecteur THGEM/PIM/MICROMEGAS.

qui joue également le rôle d'entretoise. Les grilles 500 et 670 lpi ont elles aussi été collées sur des cadres en FR4 avec de la STYCAST. Les capteurs de température PT100 étaient situés de la même manière que dans le montage double THGEM, en face de la sortie et de l'entrée gaz. Un connecteur SHV a été ajouté afin d'alimenter l'électrode supplémentaire par rapport au montage double THGEM.

Connecteurs HT

Les connecteurs SHV 5 kV ont été modifiés à la suite des tests de polarisation des électrodes avec le montage double THGEM. En effet, nous avons noté l'apparition de claquages entre les connecteurs et la masse dans le mélange Ne/CH₄ (95 :5), à température ambiante, à partir de 1500 V. Nous avons noyé la base des connecteurs dans de la STYCAST entourée d'un tube de kapton. Les connecteurs étaient ainsi capables de tenir des tensions allant jusqu'à 2400 V. Les connecteurs avaient été plongés dans l'azote liquide afin de tester la résistance de la protection dans le froid.

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental était le même que celui présenté dans le paragraphe 5.4.7 (voir figure 5.33). La figure 5.49 montre les photographies du GPM avant assemblage sur le cryostat (a et b) et durant la phase de pompage du cryostat (c). L'ensemble du cryostat avait ensuite été

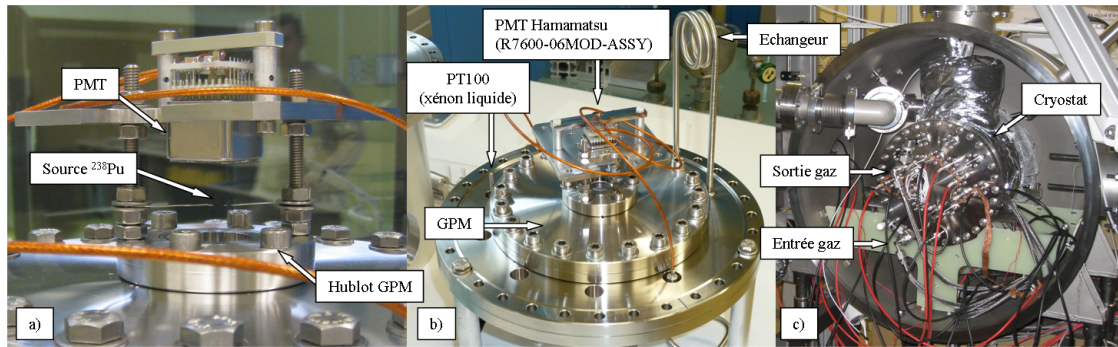


FIG. 5.49 – Photographies du montage du GPM : a) montage du PMT face au GPM, b) vue globale du GPM assemblé sur bride DN 250 CF, c) GPM assemblé sur le cryostat.

recouvert d'un film multicouche isolant permettant de réduire les pertes thermiques par rayonnement. Le xénon liquide avait été maintenu à une température de $172,9 \pm 0,5$ K durant toutes les séries de mesures. Un capteur de température PT100 fixé sur la bride DN 250 CF permettait de contrôler la température du xénon liquide dans l'enceinte. L'alimentation en gaz du GPM était assurée par des débitmètres massiques EL-FLOW Bronkhorst et la pression était contrôlée et maintenue à 1100 mbar par un régulateur de pression EL-PRESS Bronkhorst, afin de minimiser le différentiel de pression de part et d'autre de la fenêtre de MgF_2 , suivi d'un bulleur pour empêcher toute entrée d'air. Le flux de gaz n'a pas excédé 2 nl.h^{-1} . Le détecteur avait été assemblé en salle blanche. Nous avons effectué des tests de fuite à l'hélium sur le GPM lui-même puis sur le cryostat. L'ensemble des pièces susceptibles d'entrer en contact avec le xénon liquide avaient été nettoyées au bain ultrasons puis étuvées à 200 degrés durant un minimum de 12 heures sous un vide primaire.

5.6.3 Mesures de gains en mode impulsif

Matériels et Méthodes

La composition du mélange gazeux avait été contrôlée par deux débitmètres massiques EL-FLOW Bronkhorst. Les mesures de gain ont été réalisées à partir des signaux acquis avec un préamplificateur de charges (ORTEC 142), un shaper (ORTEC 655 Dual amplifier), un quad linear fan-in fan-out (NIM-N625), un discriminateur six canaux (NIM MODEL 711 Phillips Scientific), un dual timer (MOD 2255B CAEN) pour déclencher l'acquisition du convertisseur analogique-numérique (ADC peak sensing Mod V785N). Les électrodes ont été polarisées à

l'aide d'une alimentation multi-voies CAEN SYS2527 à travers des filtres RC pour supprimer les bruits hautes fréquences. Les différents étalonnages ont été effectués à l'aide d'un générateur de tension (Agilent 33250 A pulser). Les spectres de ^{55}Fe et d'étalonnage ont été enregistrés à l'aide du logiciel d'acquisition CENTAUR en format ASCII et l'analyse effectuée sous l'environnement de travail ROOT. Le hublot et les sources de ^{55}Fe du prototype 1 ont été réutilisés pour les mesures de gain. Concernant le montage double THGEM, des mesures de gain ont été effectuées à l'aide d'une source de ^{55}Fe dans le Ne/CH_4 , le Ne/CF_4 (95 :5) et le $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$ (90 :5 :5) sous une pression de 1100 mbar à température ambiante (sans photocathode) et à basse température (avec photocathode). Les fortes différences de potentiel à appliquer dans le froid aux bornes des THGEM ont impliqué un conditionnement de l'isolant des THGEM. En effet, des décharges sont apparues très tôt dans le froid, c'est-à-dire pour de faibles gains. Nous avons donc laissé les THGEM claquer en enlevant les filtres afin de « nettoyer » la surface du G10 dans les trous des THGEM. Ceci nous a permis d'effectuer des mesures à basse température. Cependant, un THGEM a été détérioré par ces décharges incessantes durant toute une nuit créant ainsi un canal conducteur entre les deux électrodes du THGEM. Les courbes à température ambiante ont été effectuées par la suite. C'est pour cela qu'elles ont été réalisées sans photocathode. Pour ce qui concerne le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS seules des mesures de gain à température ambiante ont été effectuées dans un mélange de Ne/CH_4 (95 :5) et (90 :10).

Résultats

double THGEM

La figure 5.50 montre les courbes de gains mesurées avec le montage double THGEM à l'aide d'une source de ^{55}Fe sous une pression de 1100 mbar pour différents mélanges gazeux Ne/CH_4 (95 :5), Ne/CF_4 (95 :5) et $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$ (90 :5 :5) à température ambiante et à basse température en fonction de la différence de potentiel appliquée aux bornes des THGEM. Les derniers points des courbes correspondent à l'apparition de décharges aux sein des trous des THGEM et non de limitations liées à la connectique. Les barres d'erreur associées sont les écart-types issus de l'ajustement gaussien des pics photoélectrique du ^{55}Fe .

Les courbes mesurées à 296 K (marqueurs circulaires) avec un mélange Ne/CH_4 (95 :5) reproduisent l'effet observé lors des mesures effectuées avec le prototype 1 pour des champs de dérive, de transfert et d'induction égaux à 0,5 kV/cm et 1 kV/cm (voir figure 5.15). Le gain mesuré pour une même différence de potentiel aux bornes des THGEM est plus élevé pour des valeurs de champ de transfert et d'induction plus élevées. L'extraction des charges des trous des THGEM est favorisée lorsque les champs de transfert et d'induction sont élevés. Dans les deux cas, les gains maximaux atteints sont de l'ordre de 10^5 . Pour ce qui concerne les courbes mesurées à 296 K dans le mélange de Ne/CF_4 (95 :5) pour des champs de dérive, de transfert et d'induction de 0,5 kV/cm et 1 kV/cm, cette tendance n'est pas reproduite. L'écart entre les deux courbes est plus restreint notamment à faible gain. De plus, la tendance exponentielle du gain

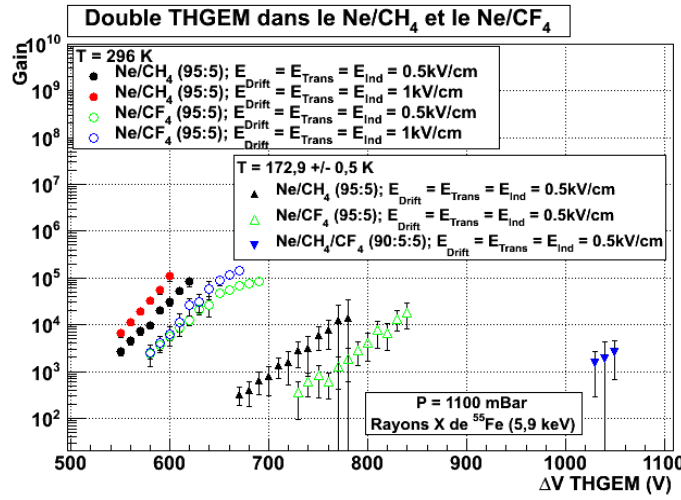


FIG. 5.50 – Mesures de gains effectuées avec le montage double THGEM à l’aide d’une source de ^{55}Fe à température ambiante et à basse température ($172,9 \pm 0,5$ K) pour deux mélanges gazeux à base de néon (Ne/CH_4 , Ne/CF_4 et $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$) pour différentes proportions de gaz quencheur.

du détecteur n’est pas conservé. L’augmentation du gain s’infléchit autour d’une différence de potentiel aux bornes des THGEM ΔV_{THGEM} de 640 V. Ces deux phénomènes pourraient être expliqués par un fort attachement du CF_4 autour de 3 kV/cm (voir figure 5.26) qui modifierait l’évolution exponentielle du gain du détecteur et l’efficacité d’extraction apparente des charges des trous des THGEM.

Les trois autres courbes (marqueurs triangulaires) montrent les mesures effectuées à la température du xénon liquide pour trois mélanges Ne/CH_4 , Ne/CF_4 et $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$. Les barres d’erreur associées sont importantes du fait de la mauvaise résolution des pics photoélectriques. Cette résolution provient à priori de la présence de la photocathode d’iodure césium comme nous le verrons dans le paragraphe suivant (voir figure 5.52). Le gain maximal obtenu dans le Ne/CH_4 (95 :5) et le Ne/CF_4 (95 :5) est de l’ordre de 10^4 , ce qui représente une chute d’une décade par rapport aux mesures à température ambiante pour une augmentation de la différence de potentiel ΔV_{THGEM} de 160 V dans le Ne/CH_4 (95 :5) et le Ne/CF_4 (95 :5). L’augmentation du pourcentage de gaz quencheur $\text{Ne}/\text{CH}_4/\text{CF}_4$ (90 :5 :5) n’a pas non plus permis d’atteindre un gain maximal plus important. Au contraire, celui-ci était limité à $3 \cdot 10^3$.

La réduction de l’étalement du nuage électronique devant l’écartement des trous des THGEM pourrait être responsable de la limitation des gains mesurés à basse température. La présence d’une densité de charges trop élevée au sein d’un même canal d’amplification peut induire des décharges. Par exemple, la diffusion transverse des charges égale à $620 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 293 K dans 1100 mbar de Ne/CH_4 (95 :5) est réduite à $430 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ à 173 K pour un champ électrique de dérive de 0,5 kV/cm.

THGEM/PIM/MICROMEGAS

Nous avons également effectué des mesures de gains avec une source de ^{55}Fe avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS. La figure 5.51 montre les mesures de gains obtenues avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS dans le mélange Ne/CH₄ pour 5 et 10 % de méthane en fonction de la différence de potentiel appliquée entre la grille CERN et l'anode. Les potentiels

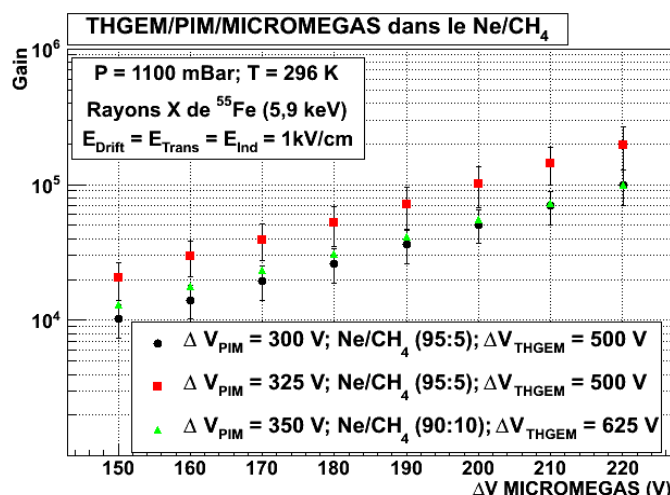


FIG. 5.51 – Mesures de gains effectuées avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS à l'aide d'une source de ^{55}Fe à température ambiante dans un mélange de Ne/CH₄ pour 5 et 10 % de méthane.

des électrodes définissant les rapports de champ ont été choisis afin de minimiser le gain du THGEM et de favoriser la transparence des grilles 500 lpi et de la grille CERN et l'extraction de la grille 670 lpi. Le gain maximal obtenu à température ambiante est similaire à celui obtenu avec les deux autres structures. Cependant, le gain du THGEM est faible ce qui limite la quantité d'ions susceptibles de remonter sur la photocathode. Nous ne l'avons pas mesuré directement mais nous savions qu'il était inférieur à 100 comme le montre les courbes de la figure 5.22 et 4.11 du chapitre 4. Deux pourcentages gazeux de Ne/CH₄ ont été testés pour ce montage. L'augmentation du pourcentage de méthane de 5 à 10 % nécessite d'augmenter les tensions de polarisation afin d'atteindre des gains comparables. Cependant elle favorise l'extraction. Plus le pourcentage de méthane augmente et plus la probabilité de rétrodiffusion diminue.

Afin d'identifier la raison de la faible résolution en énergie mesurée avec le montage double THGEM, nous avons comparé les mesures effectuées à température ambiante avec et sans photocathode de CsI. La figure 5.52 montre les deux spectres de ^{55}Fe correspondant. Nous remarquons la présence d'un fond exponentiel qui provient de signaux issus de la photocathode et qui contribue à la dégradation de la résolution des spectres de ^{55}Fe obtenus avec le montage double THGEM.

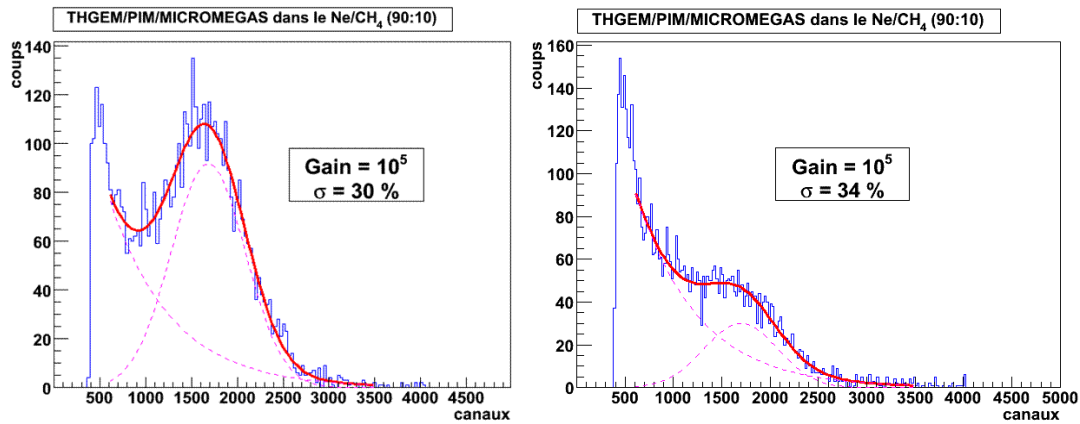


FIG. 5.52 – Spectres de ^{55}Fe acquis avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS à l'aide d'une source de ^{55}Fe à température ambiante dans un mélange de Ne/CH_4 (90 :10) sans photocathode (à gauche) et avec (à droite).

5.6.4 Caractérisation des impulsions avec une source α de ^{238}Pu

Afin de visualiser la scintillation du xénon liquide, nous avons utilisé une source radioactive de ^{238}Pu émettant des α de 5,5 MeV, fournissant une grande quantité de photons UV à chaque désintégration.

Matériels et Méthodes

Une photocathode d'iodure de césium avait été déposée sur l'électrode du THGEM placée au plus proche de la fenêtre de MgF_2 . Une source de ^{238}Pu électrodéposée sur un fil de platine (diamètre : 700 μm , longueur 5 mm) a été placée à 1,6 cm de la fenêtre d'entrée du GPM et du PMT (Hamamatsu R7600 06MOD-ASSY), disposé en regard, comme l'illustre la figure 5.49. Le ^{238}Pu émet des particules α de 5,5 MeV qui parcourent en moyenne 40 μm dans le xénon liquide. L'énergie moyenne nécessaire pour créer un photon de scintillation pour une particule α dans le xénon liquide, en absence de champ électrique $W_{ph}(\alpha)$, est de 17.9 eV [6]. Nous avons estimé le nombre de photons moyen venant impacter la photocathode par désintégration par simulation Monte Carlo, à l'aide du code présenté dans le chapitre 3, à environ 3000 en considérant les mêmes valeurs de paramètre : une longueur d'atténuation des photons optiques de 1 m, pas d'effet Rayleigh, un indice du xénon liquide de 1,61, du MgF_2 de 1,44 et du mélange gazeux de 1. Le PMT a permis de déclencher l'acquisition du signal de scintillation. Les signaux de scintillation du xénon liquide ont été acquis avec le préamplificateur de type transimpédance, décrit dans le paragraphe 5.4.4, lorsque le gain du détecteur était suffisamment élevé ($> 10^4$).

Résultats

double THGEM

Les gains obtenus avec le montage double THGEM dans les mélanges de Ne/CH₄ et Ne/CF₄ étaient trop faibles, et le bruit trop important, pour observer des signaux avec notre électronique rapide. De plus, nous aurions risqué de détériorer l'électronique rapide en se plaçant à la limite du début des décharges. Nous avons alors décidé d'employer un mélange d'hélium méthane (92,5 : 7,5) pour lequel le gain est plus élevé mais la rétrodiffusion également. Ce mélange étant léger et la résolution sur le pic de ⁵⁵Fe était dégradée par la présence de la photocathode, nous n'avons pas pu tracer de spectre de ⁵⁵Fe et déterminer la valeur du gain du détecteur. Le libre parcours du photoélectron primaire est trop important pour que toute son énergie soit perdue dans l'espace de dérive. Ceci a pour conséquence de dégrader énormément la distribution en amplitude des impulsions. Néanmoins nous pouvons donner une limite inférieure au gain de 10⁴, correspondant à la limite de visualisation des signaux avec notre électronique rapide. La figure 5.53 montre les signaux de scintillation du xénon liquide acquis avec le GPM et le PMT dans le mélange He/CH₄ (92,5 : 7,5) sous une pression de 1100 mbar et une température de 172,9±0,5 K induits par des particules α de 5,5 MeV. Les électrodes ont été polarisées de la

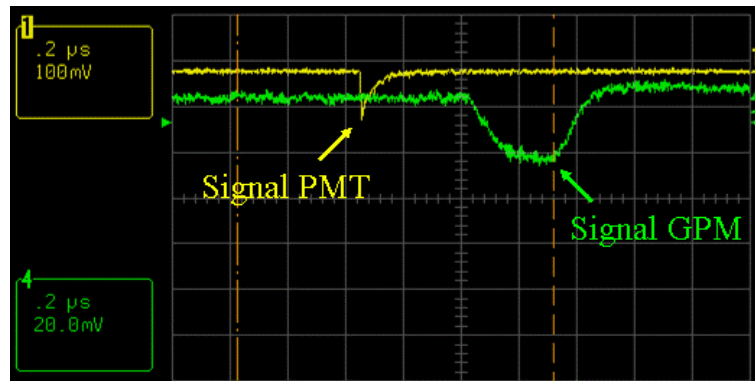


FIG. 5.53 – Signaux de scintillation du xénon liquide induits par des α de 5,5 MeV de ²³⁸Pu acquis avec le GPM double THGEM et un préamplificateur de type transimpédance et le PMT (Hamamatsu R7600 06MOD-ASSY) dans un mélange de He/CH₄ (92,5 : 7,5) à une température de 172,9 K.

manière suivante : $\Delta V_{THGEM1} = 1040$ V, $\Delta V_{THGEM2} = 1080$ V (voir figure 5.44 pour les indices 1 et 2), $E_{Dérive} = 0$ kV/cm, $E_{Trans} = 0,5$ kV/cm et $E_{Ind} = 1,25$ kV/cm. Les électrodes n'ont pas été polarisées de manière symétrique à cause de l'apparition de décharges dans les trous du premier THGEM plus précoces que dans le second. Le signal du GPM double THGEM est conforme à la description que nous en avons faite dans le paragraphe 4.6 du chapitre 4. Il est issu de la convolution du signal de scintillation et de la fonction de réponse du THGEM (de la dérive des charges dans l'espace d'induction). Le signal monte en 200 ns pour atteindre un plateau de 120 ns puis décroît sur une durée identique. La durée totale du signal est 400 ns. La vitesse de dérive

des électrons, dans ce mélange, dans un champ électrique de 1,25 kV/cm est de $15,63 \mu\text{m/ns}$ ce qui équivaut à une dérive des charges durant 256 ns dans l'espace d'induction.

A titre de comparaison la figure 5.54 montre un signal de ^{55}Fe acquis dans les mêmes conditions mais avec un champ de dérive de 0,5 kV/cm. L'amplitude du signal de ^{55}Fe est plus importante que celle des signaux de scintillation ce qui implique que l'extraction de la photocathode était faible.

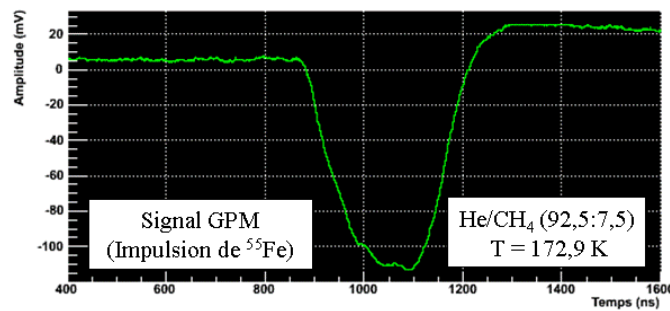


FIG. 5.54 – Impulsion de ^{55}Fe acquise avec le GPM double THGEM dans un mélange de He/CH_4 (92,5 : 7,5) sous une pression de 1100 mbar à $172,9 \pm 0,5 \text{ K}$.

THGEM/PIM/MICROMEGAS

Lors de la première descente en température du montage THGEM/PIM/MICROMEGAS les grilles se sont déchirées sous l'effet de la contraction des entretoises en NORYL[®]. Nous avons donc modifié le montage en supprimant le picement des deux entretoises afin de relâcher les tensions des grilles. La figure 5.55 montre des signaux de scintillation acquis avec le GPM et le PMT en coïncidence dans un mélange de Ne/CH_4 (90 : 10) et dans un mélange de Ne/CF_4 (90 : 10). Les tensions de polarisation suivantes ont été appliquées : $\Delta V_{\text{THGEM}} = 700 \text{ V}$, $\Delta V_{\text{PIM}} = 625 \text{ V}$ et $\Delta V_{\text{MICROMEGAS}} = 265 \text{ V}$. Les champs de transfert et d'induction étaient de 1 kV/cm. Les signaux GPM ont été acquis avec un oscilloscope Lecroy (Modèle LT 374 M) et filtrés à 20 MHz afin de supprimer les bruits hautes fréquences rayonnant de l'alimentation hautes tensions. Le temps de montée des signaux est donc plus lent que les signaux physiques. Il est de l'ordre de la centaine de nanosecondes pour les deux mélanges. Il est limité par l'électronique. Les signaux sont également déformés par des oscillations qui proviennent probablement de la capacité du détecteur et du câble reliant l'anode au préamplificateur.

5.6.5 Cryogénie

La température absolue du gaz dans le GPM n'est pas cruciale mais son homogénéité est importante pour assurer une homogénéité du gain. Durant les deux séries de prise de données à

5. Caractérisations expérimentales du GPM

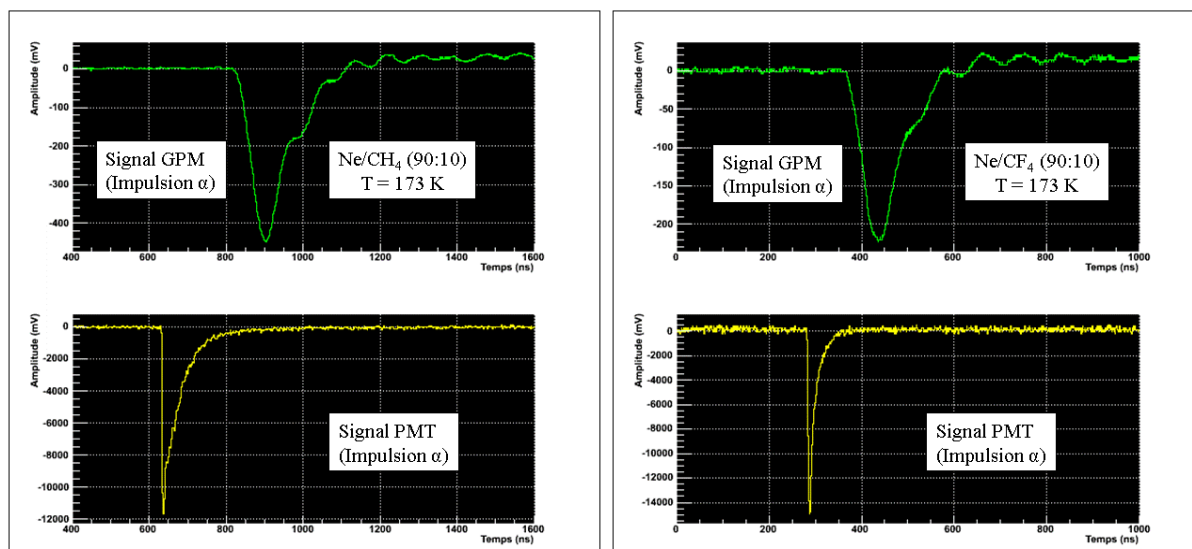


FIG. 5.55 – Signaux de scintillation du xénon liquide induits par des particules α de 5,5 MeV acquis avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS dans un mélange de Ne/CH₄ (90 :10) (à gauche) et de Ne/CF₄ (90 :10) (à droite) en coïncidence avec le PMT.

froid, les températures d'entrée et de sortie du mélange gazeux ont différé de moins d'un degré. Nous avons également noté que le mélange de Ne/CH₄ était plus difficilement refroidi dans l'échangeur que le celui de He/CH₄. Ceci s'explique par la différence de masse molaire entre le néon ($M_{Ne} = 20,179 \text{ g.mol}^{-1}$) et l'hélium ($M_{He} = 4,0026 \text{ g.mol}^{-1}$).

Les traversées hautes tensions modifiées nous ont permis de ne pas être limités par les tensions nécessaires à appliquer pour obtenir un gain suffisant. Elles nécessitent néanmoins une place importante.

Le PEEK[®] et le NORLYL[®] sont de bon isolants électriques et sont facilement usinables. Ils subissent néanmoins des déformations importantes par rapport aux métaux des grilles comme le nickel ou le cuivre. Pour ce qui concerne le montage double THGEM ces déformations ne risquent pas d'endommager les THGEM. Pour ce qui concerne un montage comportant des microgrilles, il est indispensable de changer de matériaux et de ne pas contraindre les grilles afin de ne pas les endommager.

Enfin, le hublot de MgF₂ a supporté plusieurs cycles de descente en froid et au total a été immergé plus de 3 semaines en continu dans le xénon liquide et a supporté des différentiels de pression allant jusqu'à un bar.

5.6.6 Conclusions et Discussions

Nous avons pu visualiser pour la première fois des signaux rapides de scintillation dans le xénon liquide avec le GPM double THGEM en utilisant un mélange de He/CH₄. Selon A. Di

Mauro *et al.* [214] l'extraction dans l'hélium est faible, de l'ordre de 40 % de la valeur atteinte dans le vide, ce qui explique que les amplitudes des signaux de scintillation aient été faibles par rapport aux impulsions de ^{55}Fe . Nous n'avons pas pu mesurer l'efficacité d'extraction dans le froid car notre dispositif expérimental ne comportait pas de source continue de photons UV. L'efficacité quantique de l'iodure de césium semble diminuer à basse température mais les raisons de cette diminution ne sont pas encore totalement comprises. L'augmentation de la densité du mélange gazeux n'explique pas la chute de l'efficacité d'extraction comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.5.4 du chapitre 4. L'humidité présente dans le détecteur est l'explication la plus probable de la dégradation de l'efficacité quantique du CsI. La formation de glace à la surface du CsI provenant du dégazage des matériaux pourrait expliquer la chute d'efficacité quantique du CsI. Des études menées par A. Breskin *et al.* sont en cours pour identifier les causes exactes de la baisse d'efficacité du CsI [223].

Le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS a permis d'atteindre des gains à température ambiante comparables à ceux obtenus avec le montage double THGEM. Nous avons également pu visualiser les signaux de scintillation du xénon liquide avec l'électronique rapide. Cependant nous n'avons pas pu mesurer le gain du détecteur qui variait au cours du temps. Nous travaillons à la résolution de l'instabilité du gain dans le temps à basse température, sans doute induite par la déformation de matériaux à basse température et au chargement des isolants, comme les entretoises qui n'étaient pas au contact de matériaux conducteurs ce qui ne favorisait pas l'évacuation des charges.

5.7 Discussions et Perspectives

Les caractérisations effectuées à l'aide des trois prototypes présentés dans ce chapitre ont permis d'orienter nos choix pour la réalisation d'un prototype de grande surface dédié au télescope Compton pour l'imagerie 3γ . Parmi les points essentiels nous avons répertorié les suivants :

- le type de microstructures amplificatrices,
- la nature du mélange gazeux,
- l'enveloppe mécanique incluant la fenêtre transparente aux UV,
- la connectique des hautes tensions,
- la distribution mais aussi le refroidissement du gaz,
- l'électronique de lecture du signal,
- et enfin la protection de la photocathode de CsI.

Les THGEM possèdent d'excellentes qualités mécaniques et sont adaptés à la photoconversion des UV comme support de photocathodes. Cependant, les mesures à basse température ont révélé des limitations d'amplification. Les microgrilles beaucoup plus fragiles semblent moins sujettes à ces limitations. Les mesures à basse température n'ont néanmoins pas permis de conclure sur la stabilité du gain de la structure PIM. Des améliorations mécaniques devraient permettre de compléter les résultats préliminaires encourageants obtenus jusqu'ici. Les mé-

5. Caractérisations expérimentales du GPM

langes gazeux testés à base de néons semblent tout à fait adaptés à une utilisation cryogénique. Le choix du ou des gaz quenchers, méthane ou tétrafluorméthane, n'est pas encore arrêté. Des études menées par J. Beucher [74] ont montré que le CF_4 permet d'obtenir des gains plus importants que le méthane avec une structure PIM. Ces résultats restent à vérifier à la température du xénon liquide.

Afin de diminuer la probabilité de rétrodiffusion des photoélectrons par les molécules de gaz nous augmenterons la proportion de gaz quenseur (CH_4 ou CF_4). Cette augmentation nécessitera une optimisation des pourcentages afin de ne pas avoir à porter les électrodes à des potentiels trop élevés. Des modifications de la connectique des hautes tensions sont donc à prévoir. L'augmentation de la proportion de gaz quenseur permettra également de minimiser le gain du THGEM afin de produire le moins d'ions possibles dans le premier étage. Des mesures de remontée d'ions avec le montage THGEM/PIM/MICROMEGAS seront à effectuer pour confirmer la capacité de ce dispositif à bloquer efficacement la remontée des ions.

Concernant la partie mécanique cryogénique, l'enveloppe du détecteur est adaptée. Les passages hautes tensions standards et gaz sont adaptés et robustes. Nos expérimentations ont montré la possibilité d'utiliser un GPM séparé du scintillateur liquide cryogénique par une fenêtre en MgF_2 . L'étape suivante consistera à augmenter la taille du hublot. Nous disposons d'ores et déjà d'un hublot de 6 pouces de champ de vue (voir la figure 5.56). Celui-ci est en quartz et a été produit par la société Rayotek Inc. [224], aux États-Unis. Elle ne produit pas pour l'instant de fenêtre en MgF_2 de cette taille mais effectue des soudures verre-métal capables de supporter des températures cryogéniques. Il est cependant possible de se fournir chez un autre industriel produisant des verres de MgF_2 de grande surface. Le passage à un diamètre de 20 pouces est techniquement réalisable.

L'augmentation de la taille du GPM et donc du volume de gaz du détecteur nécessitera un contrôle de l'homogénéité de la température du mélange gazeux. Le débit de circulation du gaz devra être optimisé en fonction de la capacité de l'échangeur plongé dans le xénon liquide. La surface d'échange devra être dimensionnée en conséquence.

L'augmentation de la taille du GPM implique également la segmentation du plancher de lecture. Une électronique rapide devra être testée dans ces conditions et adaptée selon le gain total du détecteur. L'électronique de type transimpédance tient le froid et pourra être placée au plus proche du plancher de lecture sans soucis d'encombrement. Si le gain est suffisamment élevé ($> 10^5$) le signal pourrait être lu au travers d'une résistance de $50\ \Omega$.

Des mesures complémentaires concernant l'efficacité d'extraction du CsI à basse température seront effectuées. Pour cela, il est possible d'éclairer la photocatode avec un flux continu d'UV de longueur d'onde de 180 nm à l'aide d'une fibre optique placée dans le liquide ou dans le GPM lui-même. Enfin, nous travaillons à l'amélioration de la protection des photocathodes de CsI et à leur assemblage sur le détecteur. Nous proposons d'effectuer le dépôt du CsI dans un évaporateur relié par un sas à une boîte à gants. Ceci permettrait d'éviter toute exposition à l'air des photocathodes jusqu'à la fermeture du détecteur. Une circulation de gaz chaud dans le

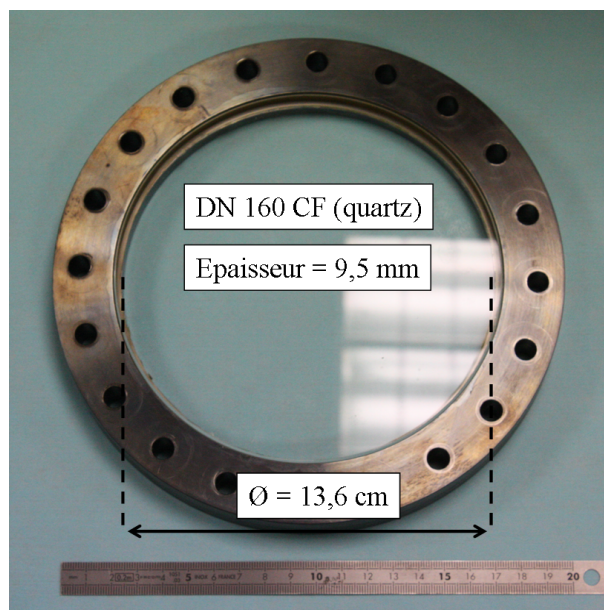


FIG. 5.56 – Photographie du hublot cryogénique de quartz. Champ de vue : 6 pouces.

détecteur permettrait d'éliminer les traces d'humidité.

Pour la première fois des signaux de scintillation ont été observés dans le xénon liquide à 173 K avec un photomultiplicateur cryogénique. L'optimisation des paramètres que nous avons identifiés ci-dessus nous permettra très prochainement de débiter la construction d'un prototype de 6 puis 20 pouces de diamètre.

Conclusion & Discussion

L'imagerie 3γ repose sur la localisation en 3D d'un radioisotope émetteur (β^+ , γ), le scandium 44, à l'aide d'un télescope au xénon liquide couplé à une caméra TEP classique. La singularité de ce concept repose sur la reconstruction événement par événement des désintégrations ce qui n'est proposé par aucune autre technique d'imagerie à l'heure actuelle. La TEP permet de reconstruire une ligne de réponse suivant laquelle les deux photons de 511 keV issus de l'annihilation du positon avec la matière ont été émis. La direction du troisième photon de plus haute énergie est reconstruite grâce au télescope Compton. L'interaction du photon γ dans le xénon liquide induit l'émission de photons UV de scintillation, lus par un photodétecteur, et la libération simultanée de charges libres qui permettent de mesurer l'énergie et la position de chacune des interactions, lues par un MICROMEGAS. Les informations des deux premiers hits seulement permettent alors de localiser la désintégration le long de la ligne de réponse.

Nous avons présenté également les premiers résultats expérimentaux concernant la chambre à projection temporelle au xénon liquide. Nous avons montré que nous pouvons atteindre un faible niveau d'impureté estimé inférieur au ppb en termes d'équivalent d'oxygène induisant une absorption limitée des électrons sur l'ensemble de la chambre. Ceci est primordial pour la qualité du signal d'ionisation, la mesure en énergie des interactions et donc la reconstruction des séquences Compton. Nous avons également montré le fonctionnement du MICROMEGAS pour la première fois dans le xénon liquide comme grille de Frisch. Ceci devrait permettre d'atteindre une résolution sur la mesure de la profondeur des interactions de l'ordre de la centaine de microns.

Cette technique n'est encore qu'au stade de sa R&D mais des travaux de simulation ont d'ores et déjà montré la pertinence de ce concept. En imagerie TEP, il n'y a pas d'information de la position de la désintégration le long de la LOR. La zone de recherche à considérer est la taille du patient. L'imagerie 3γ permet de localiser la désintégration le long de cette LOR et donc de réduire la longueur du segment à prendre en compte pour la reconstruction de l'image. Une résolution de 1,3 cm le long de la ligne de réponse de la TEP a été évaluée pour une source de ^{44}Sc placée au centre du champ de vue de la caméra pour une résolution en énergie de 5,9 % (FWHM) à 1 MeV sur la mesure du signal d'ionisation, une résolution spatiale en x, y de 1 mm et une résolution selon z de 100 microns. Des simulations plus précises tenant compte de

l'environnement présent dans le cadre de l'imagerie 3γ sont en cours, notamment au travers du développement d'un code de simulation sous la plateforme de simulation GATE.

Dans une première phase de tests nous voudrions utiliser le télescope Compton avec une source présentant une activité de 10^5 Bq afin d'obtenir une statistique suffisante pour reconstruire une image d'un petit animal en une 30^{aine} de minutes. Dans le premier prototype de télescope Compton au xénon liquide en développement au laboratoire, les signaux de scintillation sont lus avec un tube photomultiplicateur classique afin de déclencher l'acquisition du signal d'ionisation. Nous avons proposé, dans le cadre de la réalisation d'un télescope Compton de plus grande taille (d'une zone active de 20 centimètre de diamètre) comme démonstrateur pour une imagerie sur le petit animal, de développer un photomultiplicateur gazeux cryogénique de grande surface (50 cm de diamètre) pour déclencher l'acquisition du signal d'ionisation. Celui-ci pourrait se substituer à un plan entier de photomultiplicateur, classiquement utilisés mais assez onéreux. La topologie des événements et les propriétés du GPM de large surface nous ont permis d'imaginer un système de déclenchement localisé adapté à l'imagerie 3γ , appelé « déclenchement local ». Il permet une segmentation modulable du volume de xénon liquide sans ajout de matériaux au sein du liquide et ciblant la position de chaque événement. Ainsi en plus de pouvoir réduire l'occupation du télescope, il pourrait permettre de réduire le nombre de voies d'électronique à mobiliser tout en conservant les atouts d'un volume monolithique de xénon liquide.

Nous avons étudié cette modalité de déclenchement à partir de simulations Monte Carlo, effectuées avec GEANT4 et un code développé durant cette thèse. Nous avons tout d'abord mis en évidence l'homogénéité de la réponse du GPM sur l'ensemble des interactions ayant lieu dans le volume de la chambre à projection temporelle, de diamètre 20 cm, due notamment à la nature même du GPM, une grande photocathode sans zone morte et une sélectivité naturelle des photons incidents arrivant avec un angle d'incidence faible sur la fenêtre d'entrée du détecteur. La séparation du gaz du GPM du xénon liquide par une fenêtre d'entrée d'indice optique intermédiaire permet de couper les photons arrivant à la première interface avec des angles d'incidence supérieurs à 38 degrés en garantissant une bonne collection de la lumière. Ainsi 200 photoélectrons sont créés par MeV d'énergie déposée. Nous avons montré qu'il est possible de restreindre le volume de recherche des deux premières interactions de chaque séquence Compton à un volume centré sur le barycentre du signal de scintillation. Ainsi nous pouvons ouvrir un volume d'intérêt, cylindrique de rayon 3 cm, qui englobe dans 80 % des cas les deux premiers hits des séquences Compton, soit réduire le volume d'un facteur 10 par rapport au volume de la TPC. Par ailleurs, nous nous sommes intéressés à l'efficacité de déclenchement du système TEP/ 3γ . Nous montrons ainsi que pour des signaux de scintillation d'une durée de 300 ns le GPM peut supporter une activité de 10^5 Bq pour laquelle le taux d'occupation est inférieure à 1 %.

Nous avons également abordé la problématique du vieillissement des photocathodes. Dans

le cadre d'un usage intensif en imagerie médicale, i.e. à raison de 10 acquisitions journalières de 30 minutes chacune, nous montrons que le vieillissement de la photocathode de CsI est considérable si les ions produits lors de l'amplification remontent intégralement sur la photocathode de CsI. Nous proposons pour diminuer cette remontée d'ions jusqu'à 10^{-3} , d'introduire une structure amplificatrice à microgrilles, le Parallel Ionization Multiplier. Nous estimons qu'un vieillissement d'une vingtaine de pourcents sera alors atteint au bout d'une centaine d'années contre un mois si la remontée d'ions est proche de 100 %.

Nous avons présenté les étapes du prototypage d'un photomultiplicateur gazeux cryogénique de petite surface et les tests associés en conditions réelles d'utilisation. Nous avons répertorié les principaux matériaux pouvant correspondre à une utilisation au contact du xénon liquide pour la conception de la partie mécanique du photodétecteur. Nous avons présenté les différents stades de la photodétection depuis l'effet photoélectrique externe dans l'iodure de césium, en passant par l'amplification du signal par la multiplication des charges primaires dans les gaz, jusqu'à la lecture du signal. Nous avons également expliqué les modes de fonctionnement de trois types de microstructures, le THGEM, le MICROMEGAS et le PIM, qui possèdent des caractéristiques que nous avons identifiées comme complémentaires. Ainsi le THGEM permet de supporter la photocathode d'iodure de césium et favorise de part sa géométrie l'extraction des photoélectrons et leur transfert aux étages d'amplification inférieurs. Le PIM et le MICROMEGAS permettent une amplification des charges et un blocage efficace de la remontée d'ions. De plus, les mélanges à base de néon (Ne/CH_4 et Ne/CF_4) permettent d'obtenir des gains importants dans des champs électriques modérés. Ces gaz également incondensables à la température du xénon liquide sont transparents aux UV et adaptés à une photoextraction efficace. La pression interne de ce détecteur peut être asservie à la pression environnante afin de limiter les efforts de pression sur sa fenêtre d'entrée.

Plusieurs concepts de GPM ont été assemblés et testés dans des mélanges de Ne/CH_4 et Ne/CF_4 à température ambiante et à basse température. Il s'agit d'un montage comportant deux THGEM, d'un montage combinant un THGEM et un MICROMEGAS et d'un montage comportant trois détecteurs à microstructures, un THGEM, un MICROMEGAS et un PIM. Les trois détecteurs ont été testés à température ambiante et leur gain mesurés à l'aide d'une source de ^{55}Fe et une source de lumière continue de 180 nm de longueur d'onde. Les gains atteints avec les trois montages sont comparables ; $\sim 10^5$ à température ambiante. Ces résultats nous ont permis de procéder aux tests cryogéniques de deux concepts de GPM, celui comportant deux THGEM et celui comportant trois structures différentes. Dans les deux cas nous avons pu visualiser des signaux de scintillation du xénon liquide induits par une source radioactive de ^{238}Pu émettrice de particules alpha de 5,5 MeV à une température de 173 K. Pour ce qui concerne le détecteur comportant deux THGEM nous avons pu mesurer des gains maximaux de 10^4 , soit une perte d'une décade par rapport aux gains mesurés à température ambiante. Le gain étant à la limite du bruit de notre électronique rapide (préamplificateur de type trans-impédance) nous

avons utilisé un nouveau mélange d'He/CH₄ (92,5 :7,5). Le gain n'a pas pu être mesuré avec le second montage mais nous avons pu observer des signaux de scintillation avec une électronique rapide dans des mélanges de Ne/CH₄ (90 :10) et Ne/CF₄ (90 :10).

Finalement, nous avons proposé un système de déclenchement pour une caméra au xénon liquide avec un nouveau type de photomultiplicateur cryogénique, un GPM de grande surface. Nous avons apporté les preuves expérimentales du fonctionnement d'un prototype de GPM à basse température dans des conditions réelles d'utilisation. Au vu des résultats de simulation, nous avons montré qu'un déclenchement modulable peut être utilisé jusqu'à une activité de 10⁵ Bq en parfait accord avec les contraintes expérimentales de l'imagerie à 3γ. Ce développement accompagne la R&D autour d'un prototype au xénon liquide de petite dimension et le projet de télescope Compton de plus large surface est déjà en cours. Il permettra d'améliorer le système déclenchement et les performances de l'imagerie 3γ.

Bibliographie

- [1] C. Grignon *et al.* Nuclear medical imaging using $\beta^+\gamma$ coincidence from ^{44}Sc radio-nuclide with liquid xenon as detection medium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 571 :142, 2007. [5](#)
- [2] Institut National de Physique nucléaire et de Physique des Particules du CNRS. Les rayonnements et le vivant. *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (cours)*, 2004. [5](#)
- [3] J. Radon. Über die bestimmung von funktionen durch ihre integralwerte langs gewisser mannigfaltigkeiten. *Berichte Sachsische Akademie der Wissenschaften Math-Phys Klasse*, 69 :262–277, 1917. [7](#)
- [4] R. Pani *et al.* LaBr₃:Ce crystal : The latest advance for scintillation cameras. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 572 :268–269, 2007. [9](#)
- [5] D. L. Bailey *et al.* *Positron Emission Tomography*. 2005. [9](#)
- [6] T. Doke *et al.* Scintillation of Liquid Xenon and Its Application to Nuclear Radiation Detectors. *IEEE transactions on dielectrics and electrical insulation*, 13 :640–649, 2006. [xxi](#), [9](#), [15](#), [19](#), [20](#), [191](#)
- [7] I. Buvat. Quantification in emission tomography : Challenges, solutions, and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 571 :10–13, 2007. [9](#)
- [8] M. I. Lopes and V. Chepel. Detectors for medical radioisotope imaging : demands and perspectives. *Radiation Physics and Chemistry*, 71 :683–692, 2004. [10](#)
- [9] W. W. Moses. Time of Flight in PET Revisited. *IEEE Transactions in Nuclear Science*, 50 :1325–1330, 2003. [10](#)
- [10] C. Grignon. *Etude et développement d'un télescope Compton au xénon liquide dédié à l'imagerie médicale fonctionnelle*. Phd thesis, Université de Nantes, N ED 366-348, 2007. [10](#), [20](#), [101](#), [107](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [11] D.B. Everett *et al.* Gamma-radiation imaging system based on the Compton effect. *Proc. IEEE*, 11 :995–1000, 1977. [10](#)
- [12] M. Singh and D. Doria. An electronically collimated gamma camera for single photon emission computed tomography. *Medical Physics*, 10 :421–427, 1983. [11](#)
- [13] C. J. Solomon *et al.* Gamma ray imaging with silicon detectors-a compton camera for radionuclide imaging in medicine. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 273 :787–792, 1988. [11](#)
- [14] J. D. Kurfess and B. F. Philips. Coincident Compton nuclear medical imager. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2 :1166–1170, 2001. [11](#)
- [15] D. Thers *et al.* Positron emission tomograph (pet) based on a liquid xenon time projection chamber and microstructure devices for compton tracking. *Workshop on LXe-PET Camera*, 2003. [11](#)
- [16] A. H. Compton. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements. *The Physical Review*, 21 :483–502, 1923. [12](#)
- [17] National nuclear data center. <http://www.nndc.bnl.gov/>. [12](#)
- [18] M. Lubberink. Acquisition Settings for PET of ^{124}I Administered Simultaneously with Therapeutic Amounts of ^{131}I . *Journal of Nuclear Medicine*, 47 :1375–1381, 2006. [13](#)
- [19] L. Giovani. Non-standard PET radionuclides : time to get ready for new clinical PET strategies. *European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging*, 34 :294–300, 2007. [13](#)
- [20] S. Huclier. Evaluation of Scandium-Polyaminopolycarboxylic Complexes as a New Generation of PET Agent and Radiopharmaceutical. *4th Asia Pacific Symposium on Radiochemistry*, 2009. [14](#)
- [21] T. Doke E. Aprile. Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics. *arXiv :0910.4956v1*, 2009. [14](#), [27](#)
- [22] A. Incicchitti *et al.* Liquid xenon as a detector medium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 289 :236–242, 1990. [14](#), [18](#), [27](#)
- [23] L. W. Alvarez. Lawrence Radiation Laboratory. *Physics Notes*, page 672, 1968. [14](#)
- [24] E. Aprile *et al.* The electronics readout and data acquisition system for a liquide time projection chamber as a balloon-borne Telescope. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 412 :425–436, 1998. [15](#), [55](#)

-
- [25] A. Baldini *et al.* Research proposal to infn, the meg experiment, search for the $\mu \rightarrow e\gamma$ decay at psi. 2002. [15](#)
- [26] E. Aprile. XENON. *Nuclear Physics B*, 173 :113–116, 2007. [15](#)
- [27] E. Aprile *et al.* *Noble Gas Detectors*. 2006. [15](#)
- [28] W. F Schmidt *et al.* *Electronic Excitations in LIQUEFIED RARE GASES*. 2005. [15](#)
- [29] H. Zaklad *et al.* Initial images from 24-wir liquid xenon γ camera. *IEEE Transaction on Nuclear Science, Preprint*, 1972. [15](#)
- [30] L. Lavoie *et al.* Liquid xenon scintillators for imaging of positron emitters. *Medical Physics*, 3 :283–293, 1976. [15](#)
- [31] T. Doke *et al.* Time-of-flight positron emission tomography using liquid xenon scintillation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 569 :863–871, 2006. [15](#), [44](#), [50](#), [55](#)
- [32] V. Y. Chepel. *Position sensitive detection of gamma-rays by means of the method of coordinate electrodes*. Phd thesis, Moscow Physical Engineering Institute, Moscow, 1988. [15](#)
- [33] V. V. Egorov *et al.* Electroluminescent emission gamma-camera. *Nuclear Instruments and Methods*, 205 :373–374, 1983. [15](#)
- [34] V. Y. Chepel *et al.* A new liquid xenon scintillation detector for positron emission tomography. *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, 21 :47–51, 1993. [15](#)
- [35] M. I. Lopes *et al.* Performance Analysis based on a Monte Carlo Simulation of a liquid Xenon PET Detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 42 :2298–2302, 1995. [15](#)
- [36] K. Giboni *et al.* Compton Positron Emission Tomography with a Liquid Xenon Time Projection Chamber. *Journal of Instrumentation*, 2 :P10001, 2007. [16](#)
- [37] P. Amaudruz *et al.* Simultaneous reconstruction of scintillation light and ionization charge produced by 511keV photons in liquid xenon : Potential application to PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 607 :668–676, 2009. [16](#)
- [38] U. Asaf and I. T. Steinberger. Photoconductivity and electron transport parameters in liquid and solid xenon. *Physical Review B*, 10 :4464–4468, 1974. [16](#)
- [39] R. L. Platzman *et al.* Total ionization in gases by high energy particles : An appraisal of our understanding. *The International journal of applied radiation and isotopes*, 10 :116–127, 1961. [17](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [40] T. Takahashi *et al.* Average energy expended per ion pair in liquid xenon. *Physical Review A*, 12 :1771–1775, 1975. [17](#)
- [41] U. Fano. Ionization Yield of Radiations. *Physical Review*, 72 :26, 1947. [17](#)
- [42] T. Doke *et al.* Estimation of Fano factors in liquid argon, krypton, xenon and xenon-doped liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods*, 134 :353–357, 1976. [17](#)
- [43] J. Jortner *et al.* . *Journal of Physical Chemistry*, 42 :4250, 1965. [18](#)
- [44] S. Kubota *et al.* Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon. *Journal of Physics C : Solid State Physics*, 11 :2645–2651, 1978. [18](#), [19](#)
- [45] S. Kubota *et al.* Dynamical behavior of free electrons in the recombinaison process in liquid argon, krypton and xenon. *Physical Review B*, 20 :3486–3496, 1979. [18](#)
- [46] T. Doke *et al.* LET dependence of scintillation yields in liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 269 :291–296, 1988. [18](#)
- [47] National institute of standards and technology. <http://physics.nist.gov/>. [20](#), [34](#)
- [48] openGATE. <http://www.opengatecollaboration.org/>. [21](#)
- [49] S. Duval *et al.* MPGDs in Compton imaging with liquid-xenonn. *Journal of Instrumentation*, 4 :P120081991, 2009. [22](#)
- [50] D. Nygren. A time projection chamber. *Presented at PEP Summer Study*, 1975. [22](#)
- [51] C. Rubbia. CERN Report. CERN-EP 77-08, 1977. [22](#)
- [52] P. Benetti *et al.* A simple and effective purifier for liquid xenon. *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, 329 :361–364, 1996. [25](#)
- [53] K. Masuda *et al.* A liquid xenon position sensitive gamma-ray detector for positron annihilation experiments. *Nuclear Instruments and Methods*, 188 :629–638, 1981. [25](#), [34](#)
- [54] K. Yoshino *et al.* Effect of molecular solutes on electron drift velocity in liquid Ar, Kr and Xe. *Physical Review A*, 14 :438–444, 1976. [25](#)
- [55] L. S. Miller *et al.* Charge transport in Solid and Liquid Ar, Kr and Xe. *Physical Review*, 166 :871–878, 1968. [ix](#), [25](#)
- [56] M. H. Cohen and J. Lekner. Theory of Hot Electron in Gases, Liquids and Solids. *Physical Review*, 158 :305–309, 1967. [25](#)

-
- [57] O. Hilt and W. F. Schmidt. Positive hole mobility in liquid xenon. *Chemical Physics*, 183 :147–153, 1994. [25](#)
- [58] Y. Giomataris *et al.* MICROMEGAS : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 376 :29–35, 1996. [26](#), [36](#), [58](#)
- [59] O. Bunemann *et al.* Design of grid ionization chambers. *Canadian Journal of Research A*, 27 :191–206, 1949. [26](#)
- [60] V. A. Khriachkov *et al.* Direct experimental determination of Frisch grid inefficiency in ionization chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 394 :261–264, 1997. [26](#)
- [61] J. Thomas *et al.* Statistics of charge collection in liquid argon and liquid xenon. *Physical Review A*, 38 :5793–5800, 1988. [27](#)
- [62] V. V. Egorov *et al.* preprint *Lebedev Physical Institute*, 166 :5793–5800, 1982. [27](#)
- [63] Kubota *et al.* Recombination luminescence in liquid argon and in liquid xenon. *Physical Review B*, 17 :2762–2765, 1978. [27](#)
- [64] E. Aprile *et al.* Simultaneous Measurement of Ionization and Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Xenon for a Dark Matter Experiment. *Physical Review Letter*, 97, 2006. [27](#)
- [65] V. M. Atrazhev *et al.* Electron Transport Coefficients in Liquid Xenon. *IEEE International Conference on Dielectric Liquids*, pages 329–332, 2005. [27](#)
- [66] O. Gevin *et al.* IDeF-X V1.0 : Performances of a New CMOS Multi Channel Analogue Readout ASIC for Cd(Zn)Te Detectors. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 1 :433–437, 2005. [27](#)
- [67] T. Haruyama. Progress of xenon liquefaction technology by using a pulse tube cryocooler. *IEEE International Conference on Dielectric Liquids*, pages 353–356, 2005. [29](#)
- [68] T. Haruyama and K. Kasami. Xenon Liquefaction Using a Pulse Tube Refrigerator. *Proceeding of 18th ICEC*, pages 563–566, 2000. [30](#)
- [69] T. Doke. Recent developments of liquid xenon detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 196 :87–96, 1982. [31](#), [58](#)
- [70] G. Bakale *et al.* Effect of an electric field on electron attachment to sulfur hexafluoride, nitrous oxide, and molecular oxygen in liquid argon and xenon. *The Journal of Physical Chemistry*, 80 :2556–2559, 1976. [32](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [71] E. Aprile *et al.* Measurements of the lifetime of conduction electrons in liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 300 :343–350, 1991. [32](#)
- [72] P. Belli *et al.* Liquid xenon scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 310 :150–153, 1991. [32](#), [45](#)
- [73] J. Gál *et al.* Realization of charge sensitive preamplifiers using current feedback operational amplifier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 366 :145–147, 1995. [33](#)
- [74] J. Beucher. *Recherche et développement d'un détecteur gazeux PIM (Parallel Ionization Multiplier) pour la trajectographie de particules sous un haut flux de hadrons*. Thèse de doctorat, Université de Nantes, Ecole doctorale STIM, 2007. [xv](#), [xvi](#), [xxi](#), [36](#), [131](#), [133](#), [142](#), [150](#), [196](#)
- [75] J. Kwong *et al.* Scintillation pulse shape discrimination in a two-phase xenon time projection chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 612 :328–333, 2010. [39](#)
- [76] I. R. Barabanov. Liquid xenon scintillation spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 254 :355–360, 1987. [x](#), [40](#), [45](#)
- [77] E. Aprile *et al.* Simultaneous Measurement of Ionization and Scintillation from Nuclear Recoils in Liquid Xenon as Target for a Dark Matter Experiment. *Physical Review Letter*, 97 :081302, 2006. [x](#), [41](#)
- [78] T. Doke *et al.* Present status of liquid rare gas scintillation detectors and their new application to gamma-ray calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 420 :62–80, 1999. [x](#), [41](#)
- [79] N. Ishida *et al.* Measurement of attenuation length of scintillation light in liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 327 :152–154, 1993. [42](#), [45](#)
- [80] A. Baldini *et al.* Absorption of scintillation light in a 100 l liquid xenon γ -ray detector and expected detector performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 545 :753–764, 2005. [42](#), [43](#)
- [81] K. Ozone. *Liquid Xenon Scintillation Detector for the New $\mu \rightarrow e\gamma$ Search Experiment*. Thèse de doctorat, Department of Physics, Faculty of Science, University of Tokyo, 2005. [x](#), [43](#), [44](#)
- [82] Classical Electrodynamics J. D. Jackson. 1975. New York. [43](#)
- [83] G. M. Seidel *et al.* Rayleigh scattering in rare-gas liquids. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 489 :189–194, 2002. [43](#), [44](#)

-
- [84] N. Ishida *et al.* Attenuation length measurements of scintillation light in liquid rare gases and their mixtures using an improved reflection suppresser. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 384 :380–386, 1997. [44](#)
- [85] V. N. Solovov *et al.* Measurement of the refractive index and attenuation length of liquid xenon for its scintillation light. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 384 :462–474, 2004. [44](#), [45](#), [50](#)
- [86] A. Braem *et al.* Observation of UV scintillation light from high energy electron showers in liquid xenon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 320 :228–237, 1992. [44](#)
- [87] T. Haruyama. *Workshop Subatech*, 2010. [44](#)
- [88] M. Chen *et al.* Homogeneous scintillating LKr/Xe calorimeters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 327 :187–192, 1993. [45](#)
- [89] S. Bricola *et al.* Noble-gas liquid detectors : measurement of light diffusion and reflectivity on commonly adopted inner surface materials. *Nuclear Physics B*, 172 :260–262, 2007. [45](#)
- [90] C. P. Silva *et al.* Measuring the angular profile of the reflection of xenon scintillation light. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 580 :322–325, 2007. [45](#)
- [91] M. Yamashita *et al.* Scintillation response of liquid Xe surrounded by PTFE reflector for gamma rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535 :692–698, 2004. [45](#), [50](#)
- [92] A. Breskin *et al.* Photon detectors for the 21 st century. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 387 :1–18, 1997. [45](#)
- [93] J. Va’vra. Photon Detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 371 :33–56, 1996. [45](#), [61](#), [136](#)
- [94] Hamamatsu. [http ://www.hamamatsu.com/](http://www.hamamatsu.com/). [46](#)
- [95] A. Bolozdynya *et al.* Cryogenics for the LUX Detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 56 :2309–2312, 2009. [46](#)
- [96] T. Namba *et al.* The XMASS Experiment. *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*, 143 :506, 2005. [46](#)
- [97] W. E. Spicer and A. Herrera-Gómez. Modern Theory and Applications of Photocathodes. *Proc. SPIE, Photodetectors and Power Meters*, 2022 :18–35. [47](#), [118](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [98] H. Burnett *et al.* Absolute Refractive Indices and Thermal Coefficients of CaF_2 , SrF_2 , BaF_2 , and LiF Near 157 nm. *Applied Optics*, 41 :2508–2513, 2002. 50
- [99] Bright crystal. <http://www.brightcrystals.com/>. 50
- [100] CVI Melles Griot. <https://www.cvilaser.com/>. 50
- [101] R. W. Waynant and M. N. Ediger. *Electro-Optics Handbook (2nd Edition)*. 2005. xi, 50, 55
- [102] D. B. Leviton *et al.* Temperature-dependent absolute refractive index measurements of synthetic fused silica. *NASA Technical Reports Server*, 2006. 51
- [103] B. J. Frey *et al.* Cryogenic temperature-dependent refractive index measurements of N-BK7, BaLKN3, and SF15 for NOTES PDI. *NASA Technical Report Server*, 2007. 51
- [104] I. Sari-Ali *et al.* Etude de la jonction PN d'un semiconducteur à l'équilibre thermodynamique. *Journal of Electron Devices*, 5 :122–126, 2005. 51
- [105] V. N. Solovov *et al.* Detection of scintillation light of liquid xenon with a LAAPD. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 488 :572–578, 2002. x, 52, 53
- [106] Advanced Photonix Inc. <http://www.advancedphotonix.com/>. 52
- [107] K. Ni *et al.* Performance of a large area avalanche photodiode in a liquid xenon ionization and scintillation chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 551 :356–363, 2005. 52
- [108] R. Chandrasekharan *et al.* Detection of noble gas scintillation light with large area avalanche photodiodes (LAAPDs). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 546 :426–437, 2005. 52
- [109] E. Aprile *et al.* Detection of liquid xenon scintillation light with a silicon photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 556 :215–218, 2006. 52
- [110] B. K. Lubsandorzhiev *et al.* On the history of photomultiplier tube invention. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567 :336–238, 2006. 53
- [111] Editorial Committee Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tubes -basics and applications-*. 2006. 3ème édition. 53
- [112] G. Potdevin. *Development of higher efficiency photocathodes for gas filled detectors*. Phd thesis, Université Joseph Fourier de Grenoble, tel-00275299, 2008. 53, 63
- [113] N. Sclar *et al.* Electron Bombarded Semiconductor as a Circuit Element. *Electron Devices Conference*, 1957. 56

-
- [114] C. D'Ambrosio and H. Leutz *et al.* Hybrid photon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 501 :463–498, 2003. [57](#)
- [115] K. Arisaka *et al.* XAX : a multi-ton, multi-target detection system for dark matter, double beta decay and pp solar neutrinos. arXiv :0808.3968v3, 2009. [57](#)
- [116] E. Aprile *et al.* Performance of CsI photocathodes in liquid Xe, Kr, and Ar. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 338 :328–335, 1994. [57](#)
- [117] A. P. L. Policarpo *et al.* Observation of electron multiplication in liquid xenon with a microstrip plate. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 365 :568–571, 1995. [57](#)
- [118] S. E. Derenzo *et al.* Electron avalanche in liquid xenon. *Physical Review A*, 9 :2582–2591, 1974. [57](#)
- [119] M. Gai *et al.* Toward Application of a Thick Gas Electron Multiplier (THGEM) Readout for a Dark Matter Detector. *Proc. 23rd Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Big Sky, Montana, USA*, arXiv :0706.1106v1, 2007. [58](#)
- [120] A. Bondar *et al.* Thick GEM versus thin GEM in two-phase argon avalanche detectors. *Journal of Instrumentation*, 3 :P07001, 2008. [58](#), [67](#)
- [121] A. Bondar *et al.* First results of the two-phase argon avalanche detector performance with CsI photocathode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581 :241–245, 2007. [58](#), [67](#)
- [122] B. A. Dolgoshein *et al.* New detection method of ionizing particle tracks in condensed matter. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 11 :513–516, 1970. [58](#)
- [123] H. Geiger and W. Muller. An Electrical Method of Counting the Number of Alpha Particles from Radioactive Substances. *Proceedings of the Royal Society A*, 81 :141–61, 1908. [58](#)
- [124] G. Charpak *et al.* The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nuclear Instruments and Methods*, 62 :262–268, 1968. [58](#)
- [125] J. Séguinot and T. Ypsilantis. Photo-ionization and Cherenkov ring imaging. *Nuclear Instruments and Methods*, 142 :377–391, 1977. [58](#)
- [126] G. Charpak *et al.* . *8th Workshop of the INFN-ELOISATRON Project on Perspectives for New Detectors in Future Supercolliders*, Erice, 1989. [58](#), [118](#)
- [127] F. Sauli. GEM : A new concept for electron amplification in gas detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 386 :531–534, 1997. [58](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [128] R. Chechik *et al.* ThickGEM-like hole multipliers : properties and possible applications. *Nuclear Instruments and Methods A*, 535 :303–308, 2004. [58](#)
- [129] G. Charpak *et al.* Liquid and solid photocathodes and their applications for fast gaseous detectors. *Conduction and Breakdown in Dielectric Liquids, 10th International Conference on Digital Object Identifier*, pages 131–136, 1990. [59](#)
- [130] J. Vavra. Wire aging with TAE photocathodes. *SLAC-Pub*, 7168, 1996. [59](#)
- [131] H. R. Philipp and A. Taft *et al.* Photoemission from the valence band of the cesium iodide. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1 :159–163, 1956. [59](#), [117](#)
- [132] A. Buzulutskov *et al.* Field enhancement of the photoelectric and secondary electron emission from CsI. *Journal of Applied Physics*, 77 :2138, 1997. [59](#), [63](#)
- [133] A. Breskin. CsI UV photocathodes : history and mystery. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 371 :116–136, 1996. [59](#), [61](#), [80](#)
- [134] J. J. Yu *et al.* UV detection for excimer lamps using CVD diamond in various gaseous atmospheres. *Diamond and Related Materials*, 16 :494–497, 2007. [59](#)
- [135] A. F. Buzulutskov. Gaseous Photodetectors with solid photocathodes. *Physics of Particles and Nuclei*, 39 :424–453, 2008. [xi](#), [60](#)
- [136] C. Lu and K.T. McDonald. Properties of reflective and semitransparent CsI photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343 :135–151, 1994. [xv](#), [60](#), [62](#), [66](#), [137](#)
- [137] T. Boutboul *et al.* Escape length of ultraviolet induced photoelectrons in alkali iodide and CsBr evaporated films : Measurements and modeling. *Journal of applied physics*, 84 :2890–2896, 1999. [61](#)
- [138] T. Boutboul *et al.* Ultraviolet photoabsorption measurements in alkali iodide and caesium bromide evaporated films. *Journal of applied physics*, 83 :7896–7899, 1998. [61](#)
- [139] T. Lewowski *et al.* Electron Transport through Layers of Alkali Halides. *Physica status solidi (a)*, 847 :847–850, 1970. [61](#)
- [140] T. Francke and V. Peskov. Aging in gaseous photodetectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 515 :292–301, 2003. [61](#), [62](#)
- [141] J. Va'vra *et al.* Study of CsI photocathodes : volume resistivity and ageing. *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, 1997 :154–162, 387. [xiv](#), [61](#), [108](#), [120](#)

-
- [142] V. Dangedorf *et al.* Progress in ultrafast CsI-photocathode gaseous imaging photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 308 :519–532, 1991. [61](#)
- [143] D. F. Anderson *et al.* Properties of CsI and CsI-TMAE photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 323 :626–634, 1992. [61](#), [62](#)
- [144] C. Lu *et al.* Characterization of CsI photocathodes for use in a fast RICH detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 366 :60–70, 1995. [61](#)
- [145] I. Krizan *et al.* Measurements of the quantum efficiency of CsI photocathodes in a multiwire proportional chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 364 :243–252, 1995. [61](#), [62](#)
- [146] H. Rabus *et al.* Quantum efficiency of cesium iodide photocathodes in the 120-220 nm spectral range traceable to a primary detector standard. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 438 :94–103, 1999. [61](#)
- [147] B. K. Singh *et al.* CsBr and CsI UV photocathodes : new results on quantum efficiency and aging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 454 :364–378, 2000. [61](#)
- [148] T. Boutboul *et al.* On the surface morphology of thin alkali halide photocathode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 438 :409–414, 1999. [62](#)
- [149] A. S. Tremsin *et al.* Structural transformation of CsI thin in photocathodes under exposure to air and UV irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 447 :614–618, 2000. [62](#)
- [150] W. Kononenko *et al.* The gas photodiode as a possible large-area photon detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 371 :143–146, 1996. [62](#)
- [151] J. Friese *et al.* Enhanced quantum efficiency for CsI grown on a graphite-based substrate coating. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 438 :86–93, 1999. [62](#)
- [152] A. Buzulutskov *et al.* Study of photocathode protection with thin dielectric films. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 37 :147–150, 1996. [63](#)
- [153] L. C. C. Coelho *et al.* Measurement of the photoelectron-collection efficiency in noble gases and methane. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 581 :190–193, 2007. [63](#)
- [154] A. Di Mauro *et al.* Backscattering effects in photoemission from CsI into gas media. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 371 :137–142, 1996. [63](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [155] J. Escada *et al.* A Monte Carlo study of backscattering effects in the photoelectron emission from CsI into CH₄ and Ar. *Journal of Instrumentation*, 2 :P08001, 2007. [xvi](#), [63](#), [139](#), [141](#)
- [156] T. Boutboul *et al.* An improved model for ultraviolet and x-ray-induced electron emission from CsI. *Journal of applied physics*, 86 :5841–5849, 1999. [63](#)
- [157] A. Breskin *et al.* Field-dependent photoelectron extraction from CsI in different gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 367 :342–346, 1995. [63](#)
- [158] P. M. Townsend *et al.* Electricity in gases. *Phylosophical Magazine*, 1 :198, 1901. [64](#)
- [159] T. Francke and V. Peskov. Micropattern gaseous detectors. *arXiv :0404035*, 2004. [64](#)
- [160] D. Mormann *et al.* Operation principles and properties of the multi-GEM gaseous photomultiplier with reflective photocathode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 530 :258–274, 2004. [64](#)
- [161] A. Breskin *et al.* A concise review on THGEM detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 598 :107–111, 2009. [xiv](#), [64](#), [124](#)
- [162] J. Derré *et al.* Fast signals and single electron detection with a MICROMEAS photo-detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 449 :314–321, 2000. [64](#), [66](#)
- [163] P. Fonte *et al.* Feedback and breakdown in parallel-plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 305 :91–110, 1991. [64](#)
- [164] R. Chechik and A. Breskin. Advances in gaseous photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 595 :116–127, 2008. [65](#)
- [165] D. Mormann *et al.* Evaluation and reduction of ion back-flow in multi-GEM detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 516 :315–326, 2004. [65](#)
- [166] A. V. Lyashenko *et al.* Further progress in ion back-flow reduction with patterned gaseous hole-multipliers. *Journal of Instrumentation*, 2 :P08004, 2007. [65](#)
- [167] D. Mormann *et al.* GEM-based gaseous photomultipliers for UV and visible photon imaging. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504 :93–98, 2003. [65](#)
- [168] A. Breskin *et al.* GEM photomultiplier operation in CF₄. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 483 :670–675, 2003. [65](#)

-
- [169] A. Lyashenko *et al.* Efficient ion blocking in gaseous detectors and its application to gas-avalanche photomultipliers sensitive in the visible-light range. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 598 :116–120, 2009. [65](#)
- [170] R. Alon *et al.* Time resolution of a Thick Gas Electron Multiplier (THGEM) - based detector. *Journal of Instrumentation*, 3 :P11001, 2009. [66](#)
- [171] C. Shalem *et al.* Advances in Thick GEM-like gaseous electron multipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 558 :475–489, 2006. [xiv](#), [66](#), [124](#), [127](#)
- [172] R. Chechik *et al.* Thick GEM-like multipliers - a simple solution for large area UV-RICH detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 535 :303, 2005. [xv](#), [66](#), [124](#), [129](#), [130](#), [171](#)
- [173] P. Colas *et al.* Ion backflow in the Micromegas TPC for the future linear collider. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 535 :226, 2004. [xv](#), [66](#), [130](#), [131](#), [134](#)
- [174] L. Periale *et al.* Detection of the primary scintillation light from dense Ar, Kr and Xe with novel photosensitive gaseous detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 478 :377–383, 2002. [66](#)
- [175] L. Periale *et al.* Evaluation of various planar gaseous detectors with CsI photocathodes for the detection of primary scintillation light from noble gases. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 497 :242–248, 2003. [66](#)
- [176] L. Periale *et al.* The development of gaseous detectors with solid photocathodes for low-temperature applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535 :517–522, 2004. [66](#)
- [177] L. Periale *et al.* The Successful Operation of Hole-Type Gaseous Detectors at Cryogenic Temperatures. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52 :927, 2005. [xi](#), [66](#), [67](#), [121](#), [122](#)
- [178] L. Periale *et al.* Photosensitive gaseous detectors for cryogenic temperature applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 573 :302–305, 2007. [66](#), [121](#)
- [179] A. Bondar *et al.* Cryogenic avalanche detectors based on gas electron multipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 524 :130–141, 2004. [67](#)
- [180] A. Bondar *et al.* Further studies of GEM performance at cryogenic temperatures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 535 :299–302, 2004. [67](#)

BIBLIOGRAPHIE

- [181] A. Bouzulutskov *et al.* First Results From Cryogenic Avalanche Detectors Based on Gas Electron Multipliers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50 :2491–2493, 2003. [67](#)
- [182] H. Sekiya *et al.* Development of a large area VUV sensitive gas photomultiplier with GEM/ μ PIC. *Journal of Instrumentation*, 4 :P11006, 2009. [68](#)
- [183] A. Takada *et al.* A very large area Micro Pixel Chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 573 :195–199, 2007. [68](#)
- [184] S. Bricola *et al.* Development of gas avalanche photodetector operating at cryogenic temperature. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567 :386–389, 2006. [68](#)
- [185] H. Hoedlmoser *et al.* Production technique and quality evaluation of CsI photocathodes for the ALICE/HMPID detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 566 :338–350, 2006. [68](#)
- [186] R. Brun and F. Rademakers. ROOT- An Object Oriented Data Analysis Framework. *AIHENP Conference in Laussanne*, 1996. [69](#)
- [187] S. Agostinelli *et al.* Geant4 - simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506 :250–303, 2003. [69](#)
- [188] F-X. Gentit. Litran : a general purpose Monte-Carlo program simulating. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 486 :35–39, 2002. [69](#)
- [189] T. Doke *et al.* Absolute Scintillation Yields in Liquid Argon and Xenon for Various Particles. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41 :1538–1545, 2002. [72](#), [73](#)
- [190] H. Bach et N. Neuroth. *The properties of Optical Glass*. 1995. [76](#)
- [191] C. D. R. Azevedo *et al.* Towards THGEM UV-photon detectors for RICH : on single-photon detection efficiency in Ne/CH₄ and Ne/CF₄. *Journal of Instrumentation*, 5 :P01002, 2010. [xiv](#), [xv](#), [77](#), [125](#), [127](#), [128](#)
- [192] Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) et Ecole des Mines de Nantes (EMN). Télescope Compton au xenon liquide. *PATENT 2 926 893*. [86](#)
- [193] H. Hodlmömser. *Development of Large Area CsI Photocathodes for the ALICE/HMPID RICH Detector*. Phd thesis, Technischen Universität Wien Fakultät fuer Physik, 2006. [108](#), [118](#), [121](#)
- [194] D. Thers *et al.* Parallel ionization multiplier (PIM) : a new concept of gaseous detector for radiation detection improvement. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504 :161–165, 2003. [109](#), [132](#)

-
- [195] M.L. Stutzman *et al.* A comparison of Outgassing Measurements for Three Vacuum Chamber Materials. *AIP Conference Proceedings*, 671 :300–306, 2003. 114
- [196] Newport experience/solution. <http://www.newport.com/>. 116
- [197] Korth kristalle. <http://www.korth.de/>. 116
- [198] D. C. Harris. *Materials for Infrared Windows and Domes, Properties and Performance*. 1999. Bellingham. 116
- [199] A. Bouzulutskov *et al.* Heat enhancement of the photoyield from CsI, NaI, and CuI photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 366 :410–412, 1995. 118
- [200] A. Bouzulutskov *et al.* Heat enhancement of radiation resistivity of evaporated CsI, KI, and KBr photocathodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442 :337–341, 2000. 118
- [201] A. Braem *et al.* Results from the ageing studies of large CsI photocathodes exposed to ionizing radiation in a gaseous RICH detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 553 :187–195, 2005. 121
- [202] T.H. DiStefano and W. E. Spicer *et al.* Photoemission from CsI : Experiement. *Physical Review B*, 7 :1554–1564, 1973. 121
- [203] K. T. Compton et I. Langmuir. Electrical discharges in gases. Part I. Survey of fundamental processes. *Review of Modern Physics*, 2 :123–242, 1930. 121
- [204] M. E. Rose et S. A. Korff. An Investigation of the Properties of Proportionnal Counters. *Physical Review*, 59 :850–859, 1941. 122
- [205] L. Periale *et al.* A study of the operation of especially designed photosensitive gaseous detectors at cryogenic temperatures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567 :381–385, 2006. 122, 139
- [206] S. F. Biagi. Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 421 :234–240, 1999. 123
- [207] MAXWELL 3D. ANSOFT Co. Pittsburgh, PA, USA. 125
- [208] M. Cortesi *et al.* THGEM operation in Ne and Ne/CH₄. *Journal of Instrumentation*, 4 :P08001, 2009. xiv, 126

- [209] D. Thers *et al.* New prospects on particle detection with a Parallel Ionization Multiplier (PIM). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535 :562–565, 2004. [132](#)
- [210] L. Luquin *et al.* Parallel Ionization Multiplier (PIM) : application of a new concept of gaseous structure to tracking detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518 :135–138, 2004. [132](#)
- [211] J. Beucher *et al.* Parallel Ionization Multiplier : A gaseous detector dedicated to the tracking of minimum ionization particles. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 573 :294–297, 2007. [132](#)
- [212] J. Beucher *et al.* PIM : un détecteur à microstructure multi-étages pour la trajectographie sous un haut flux de particules. *Séminaire instrumentation IRFU*, 2008. [xv](#), [134](#)
- [213] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 1999. [137](#), [143](#)
- [214] A. Di Mauro *et al.* Photoelectron backscattering effects in photoemission from CsI into gas media. *Présenté a RICH'95 workshop Uppsala, Sweden*, 1995. [138](#), [195](#)
- [215] J. Escada *et al.* Measurements of photoelectron extraction efficiency from CsI into mixtures of Ne with CH₄, CF₄, CO₂ and N₂. *Journal of Instrumentation*, 4 :P11025, 2009. [xvi](#), [140](#), [171](#)
- [216] S. Ramo. Currents Induced by Electron Motion. *Proceedings of IRE*, 27 :584–585, 1939. [140](#)
- [217] G. P. Guedes *et al.* Effects of the induction-gap parameters on the signal in a double-GEM detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 497 :305–313, 2003. [xvi](#), [143](#)
- [218] Print electronics. <http://www.print-e.co.il/>. [155](#)
- [219] A. Delbart *et al.* New developments of micromegas detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 461 :84–87, 2001. [156](#)
- [220] Precision eforming. <http://www.precisioneforming.com/>. [156](#)
- [221] Atlantec technologies. <http://www.atlantec.fr/>. [156](#)
- [222] Cdv. <http://www.cdvigroup.com/>. [159](#)
- [223] A. Breskin *et al.* CsI-THGEM gaseous photomultipliers for RICH and noble-liquid detectors. *Soumis à Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2010. [195](#)
- [224] Rayotek scientific inc. <http://www.rayotek.com/>. [196](#)

Résumé

Une technique d'imagerie innovante reposant sur la localisation tridimensionnelle d'un radioisotope émetteur (β^+, γ) à l'aide d'un télescope Compton au xénon liquide a été proposée au laboratoire SUBATECH en 2003. Cette technique, appelée imagerie 3γ , repose sur l'association d'une caméra à tomographie d'émission de positons pour la reconstruction des deux photons d'annihilation et d'une chambre à projection temporelle au xénon liquide pour la reconstruction du troisième photon. L'interaction de ce dernier avec le xénon liquide induit un signal de scintillation, lu avec un tube photomultiplicateur, qui permet de déclencher l'acquisition du signal d'ionisation, lu avec un MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure), donnant accès à la mesure de l'énergie et de la position de chaque interaction.

Dans le cadre de ce développement, nous proposons une alternative à la lecture du signal de scintillation avec des tubes photomultiplicateurs classiques : un photomultiplicateur gazeux cryogénique de large surface. Ce photodétecteur est doté d'une photocathode réflective solide d'iodure de césium pour la photoconversion des photons UV et de microstructures amplificatrices telles que le THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier), le MICROMEGAS et le PIM (Parallel Ionization Multiplier). Il devrait permettre une segmentation virtuelle du volume de xénon liquide afin de réduire l'occupation du télescope. Les premiers résultats obtenus à l'aide d'un premier prototype de petite surface à la température du xénon liquide (173 K) sont présentés.

Mots clés : photomultiplicateur gazeux, détecteur gazeux à microstructures, iodure de césium, xénon liquide, cryogénie, imagerie médicale, imagerie 3γ

Abstract

A novel imaging technique based on the tridimensional localization of a (β^+, γ) radioisotope emitter with a liquid-xenon Compton telescope was proposed at SUBATECH in 2003. This technique named 3γ imaging combines a classical positron emission tomography device and a Compton telescope for the reconstruction of two back-to-back annihilation γ -rays and the third one respectively. The interaction of the last one with liquid-xenon induces a scintillation signal read by a vacuum photomultiplier tube to trigger the acquisition of the simultaneous ionization signal read by a MICROMEGAS (MICRO MESH Gaseous Structure) which allows the measurement of each interaction position and corresponding energy.

In this experimental framework, we propose an original way of scintillation reading, replacing the traditional photomultiplier tubes devices by a large-area cryogenic gaseous photomultiplier. This photodetector consists of a reflective solid cesium iodide photocathode for the photoconversion of UV light and a combination of three micro-pattern gaseous detectors : the THGEM (THick Gaseous Electron Multiplier), the MICROMEGAS and the PIM (Parallel Ionization Multiplier). It should allow a virtual segmentation of the liquid xenon volume to reduce the telescope occupancy. First results obtained with a small area prototype at liquid xenon temperature (173 K) are presented.

Key words : gaseous photomultiplier, micro-pattern gaseous detector (MPGD), cesium iodide (CsI), liquid xenon, cryogenics, medical imaging, 3γ imaging

